

VŠB – Technická univerzita Ostrava
Fakulta elektrotechniky a informatiky
Katedra elektroenergetiky

Využití nelineárních prvků ATP pro náhradu tepelných úloh
Utilization of ATP non-linear elements for substitution of
thermal tasks

2015

Bc. Martin František

VŠB - Technická univerzita Ostrava
Fakulta elektrotechniky a informatiky
Katedra elektroenergetiky

Zadání diplomové práce

Student: **Bc. Martin Františák**
Studijní program: N2649 Elektrotechnika
Studijní obor: 3907T001 Elektroenergetika
Téma: **Využití nelineárních prvků ATP pro náhradu tepelných úloh.**
Utilization of ATP non-linear elements for substitution of thermal tasks.

Zásady pro vypracování:

1. Proveďte teoretický rozbor problematiky tepelného výpočtu elektrických přístrojů.
2. Definujte možnosti řešení tepelné sítě pomocí systému ATP.
3. Na vzorovém příkladu odpojovače vn ověřte možnosti řešení jeho oteplení daným systémem.
4. Rozeberte dosažené výsledky a definujte vhodnost použití tohoto výpočtu pro praktický návrh.


Seznam doporučené odborné literatury:

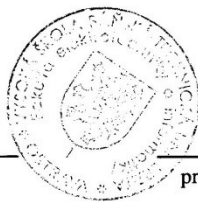
Artbauer, O.: Tepelný výpočet elektrických přístrojů, Bratislava, SVŠT 1963
Havelka, O.: Stavba elektrických přístrojů I., Brno, VUT 1984
Mayer, D.: Úvod do teorie elektrických obvodů, Praha, SNTL 1981
Manuály programu EMTP-ATP


Formální náležitosti a rozsah diplomové práce stanoví pokyny pro vypracování zveřejněné na webových stránkách fakulty.

Vedoucí diplomové práce: **Ing. Zdeněk Hytka, CSc.**

Datum zadání: 01.09.2014
Datum odevzdání: 07.05.2015


prof. Ing. Stanislav Rusek, CSc.
vedoucí katedry




prof. RNDr. Václav Snášel, CSc.
děkan fakulty

Prohlášení Studenta:

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně. Uvedl jsem všechny literární prameny a publikace, ze kterých jsem čerpal.

V Ostravě dne 7.5.2015

.....

podpis studenta

Poděkování

Na tomto místě bych chtěl poděkovat svému vedoucímu diplomové práce panu Ing. Zdeňku Hytkovi, CSc., za cenné rady a odbornou pomoc při tvorbě této závěrečné práce.

Abstrakt

Diplomová práce se zabývá možností využití programu ATP pro výpočet ustáleného oteplení pomocí nelineárních prvků. V první kapitole je popsána daná problematika oteplení u elektrických přístrojů. Jsou zde uvedeny základní vztahy a veličiny. Druhá kapitola definuje ustálené oteplení, tepelné pole a princip tepelné sítě a její sestavení a následné řešení v programu ATP. Ve třetí kapitole je použito konkrétního řešení tepelné sítě odpojovače a jejích jednotlivých částí proudovodné dráhy. Síť je použita v programu a vyhodnoceny její uzlová napětí v daných bodech. V poslední části jsou porovnány dosažené výsledky z programu s výpočtovými a jejich následné vyhodnocení a použití pro praktický návrh.

Klíčová slova

Oteplení, EMTP – ATP, tepelná síť, odpojovač, uzlová napětí

Abstrackt

The thesis deals with the possibility of using ATP program to calculate steady warming using nonlinear elements. The first chapter describes the problems in warming electrical devices. There are basic relations and quantities. The second chapter defines the steady warming of thermal field and the principle of thermal network and their preparation and follow-up program in ATP. The third chapter is a particular solution used thermal isolator network and its individual components current path. The network is used in the program and evaluate its node voltages in those points. In the last section we compare the results of the program with calculation and their subsequent evaluation and use for practical design.

Key words

Warming, EMTP - ATP, heat network, isolating switch node voltage

Seznam použitých symbolů a zkratek

Symbol	Veličina	Jednotka
A,B	Konstanty	
I	Proud	[A]
O	Obvod	[m]
P	Povrch	[m ²]
Q	Tepelný tok	[W]
R	Elektrický odpor	[Ω]
R _T , R _{TS}	Tepelný odpor	[K/W]
S	Plocha	[m ²]
U	Napětí	[V]
V	Objem	[m ³]
θ, θ _m	Oteplení, maximální oteplení	[K]
b	šířka	[m]
c	měrné teplo	[Ws/m ³]
h	výška	[m]
i	okamžitá hodnota proudu	[A]
l	délka	[m]
q	tepelné ztráty	[W/m ³]
r	poloměr	[m]
t, t _k	čas, doba krátkodobého otep.	[s]
α ₀ , α _{0n}	součinitel přestupu tepla, náhradní součinitel	[W/m ² K]
λ	měrná tepelná vodivost	[W/mK]
ρ	měrný elektrický odpor	[Ω.m]
τ	časová konstanta	[s]
φ	fázový posuv	[°]
ω	úhlová rychlost	[rad]

Zbylé symboly a zkratky jsou označeny v textu.

Obsah

Úvod	1
1 Teoretický rozbor problematiky tepelného výpočtu elektrických přístrojů	2
1.1 Tepelné účinky elektrického proudu	2
1.1.1 Základní jevy a vztahy	2
1.2 Tepelné ztráty	4
1.2.1 Ztrátový výkon	4
1.2.2 Odpor vodiče	5
2 Možnosti řešení tepelné sítě pomocí systému ATP	6
2.1 Oteplení v ustáleném stavu	6
2.1.1 Tepelné pole	6
2.1.2 Základní zákony tepelného toku	6
2.1.3 Princip tepelné sítě	10
2.1.4 Dílce beze ztrát	11
2.1.5 Dílce se ztrátami	18
2.1.6 Kontaktní styk	20
2.1.7 Sestavování jednořadové tepelné sítě	23
3 Ověření možnosti řešení daným systémem na vzorovém příkladu odpojovače VN..	28
3.1 Odpojovač obecně	28
3.2 Oteplení proudovodné dráhy	28
3.2.1 Horní a dolní přívod	28
3.2.2 Pevný kontakt	29
3.2.3 Odpojovací nůž	30
3.2.4 Šroubový spoj pevného kontaktu s praporcem	31
3.2.5 Šroubový spoj praporec - přívod	31
3.2.6 Pružinový styk	31
3.2.7 Horní přípojnice	32
3.2.8 Dolní přípojnice	32
3.2.9 Celkové náhradní schéma a jeho řešení	32
3.3 Řešení pomocí EMTP – ATP	35
3.3.1 Grafické výstupy	37
4 Dosažené výsledky a vhodnost použití pro praktický návrh	38
4.1 Porovnání výsledků	38
4.2 Možnost použití pro praktický návrh	38
Závěr	39

Použitá literatura.....	40
Seznam obrázků.....	41

Úvod

V každém reálném vodiči protékáním elektrickým proudem vzniká teplo, způsobené jistým odporem vodiče. Tento odpor je dán materiálem vodiče, jeho průřezem a délkou. Pásové vodiče proudovodných drah elektrických přístrojů mají také určitý elektrický odpor. Změnou elektromagnetického pole způsobenou průchodem proudu dochází v látkách k pohybům částic, které nesou elektrický náboj. Elektromagnetická energie se mění v kinetickou a část této kinetické energie je předávána do okolí. Další část se spotřebuje na zahřátí vodiče, kde dochází k interakci s atomy krystalické mřížky v pevných látkách, tudíž teplota materiálu se zvyšuje. Z tohoto důvodu je vhodné používat materiály s co nejmenším měrným elektrickým odporem, vhodnou délkou i průřezem, aby docházelo k co nejmenšímu ohřátí vodiče a tepelným ztrátám. Vhodná volba materiálu má pozitivní vliv na funkčnost zařízení, celkovou životnost i ekonomické hledisko.

Zejména u kontaktů je tento požadavek nesmírně nutný, neboť jeho přechodový odpor kontaktního styku je největším zdrojem tepla v elektrických přístrojích. Přechodový odpor se mění, protože je ovlivněn typem kontaktního styku, přitlačnou silou a cizími vrstvami na kontaktech, které se mohou vyskytovat vlivem prostředí, ve kterém je přístroj používán. Z tohoto důvodu nelze zcela přesně určit, jakého oteplení dané přístroje dosáhnou. Pro přiblížení k reálným hodnotám oteplení je potřeba zavést mnoha zjednodušujících předpokladů a vyřešit je analyticky či numericky. Pro přesné hodnoty slouží sestavení prototypu a jeho proměření na certifikovaných zkratovnách či zkušebnách.

1 Teoretický rozbor problematiky tepelného výpočtu elektrických přístrojů

1.1 Tepelné účinky elektrického proudu

1.1.1 Základní jevy a vztahy

Teplo vznikající ve vodiči průtokem elektrického proudu se z části spotřebuje na zvýšení teploty vodiče. Druhá část je předávána jeho povrchem do okolí. Uvažujeme – li úsek dlouhého vodiče konstantního průřezu S protékaný stejnosměrným proudem I , charakterizuje tento jev rovnice (1. 1).

$$qV \cdot dt = cV \cdot d\theta + \alpha_0 P \theta \cdot dt \quad (1. 1)$$

Ve vztahu značí: q [W/m^3] tepelné ztráty v jednotce objemu,
 V [m^3] objem vodiče,
 t [s] čas,
 c [$\text{Ws}/\text{m}^3\text{K}$] měrné teplo objemové materiálu vodiče
 P [m^2] povrch vodiče,
 θ [K] oteplení tohoto povrchu proti okolí,
 α_0 [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$] součinitel přestupu tepla, měrná chladivost povrchu.

Člen $qV \cdot dt$ představuje teplo, které se ve vodiči uvolňuje během časového okamžiku dt . Člen $cV \cdot d\theta$ teplo, které se spotřebuje na zvýšení teploty vodiče o elementární hodnotu $d\theta$ a člen $\alpha_0 P \theta \cdot dt$ teplo, které se během téhož časového okamžiku předá do okolí.

Řešením rovnice (1. 1) obdržíme pro průběh nárůstu teploty vodiče vztah

$$\theta = \theta_m \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (1. 2)$$

Křivka průběhu oteplování je křivka exponenciálního charakteru, která z počáteční nulové hodnoty narůstá stále pomaleji, až za teoreticky nekonečnou dobu $t = \infty$ se ustálí na hodnotě maximálního oteplení θ_m . Časová konstanta τ , určená poměrem

$$\tau = \frac{c \cdot V}{\alpha_0 \cdot P} \quad (1. 3)$$

je doba, za kterou by vodič dosáhl maximálního oteplení θ_m , kdyby se všechno uvolněné teplo spotřebovalo jen na zvyšování jeho teploty. V grafickém znázornění (obr 1.1) vytíná dobu τ na pořadnici θ_m tečna k oteplovací křivce v jejím počátku $t=0$. [1]

Dosáhne-li vodič po dlouhodobém průtoku proudu $I=\text{konst.}$ Ustáleného stavu, jeho teplota se již nezvyšuje, takže platí

$$\frac{d\theta}{dt} = 0; \quad \theta = \theta_m$$

Pak rovnice (1. 1) nabude tvaru

$$q \cdot V = \alpha_0 \cdot P \cdot \theta_m$$

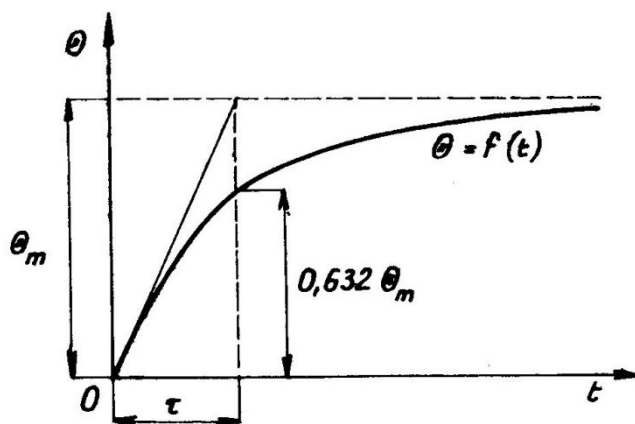
což znamená, že ve vodiči se ustálila tepelná rovnováha. Veškeré vznikající teplo se předává jeho povrchem do okolí. Odtud pak

$$\theta_m = \frac{q \cdot V}{\alpha_0 \cdot P} \quad (1. 4)$$

Čítec zlomku qV představuje součet všech ztrát v uvažovaném úseku vodiče, tj. tepelný příkon za jednotku času. Protože se jedná o teplo vyprodukované průchodem proudu konstantní hodnoty, lze zavést elektrické veličiny a psát $qV = RI^2$, takže

$$\theta_m = \frac{R \cdot I^2}{\alpha_0 \cdot P} \quad (1. 5)$$

Oteplení θ_m , kterého vodič v tomto případě na svém povrchu nabývá je největší, kterého může za daných podmínek dosáhnout. S ohledem na bezpečný a spolehlivý provoz zařízení, jehož součástí vodič je, nesmí jeho oteplení přesáhnout určitou mezní hodnotu. Je-li oteplení θ_m dle rovnice (1. 5) v souladu s touto podmínkou, nazýváme je nejvyšším dovoleným oteplením. V takovémto případě je rovnice (1. 5) současně výchozím vztahem pro určení jmenovitého proudu proudovodné dráhy a tím i celého elektrického zařízení.[1]



Obrázek 1.1 Exponenciála oteplení

Elektrická zařízení se občas dostávají do poruchových stavů, při nichž jsou krátkodobě namáhána proudem větším než jmenovitým. Proto musí být každá proudovodná dráha dimenzována tak, aby snesla po určitou dobu nejen silové, ale i tepelné účinky takového zvýšeného proudu. Pokud se jedná o čas kratší než asi $0,2\tau$, lze zanedbat odvod tepla z místa vzniku do jeho okolí. Při ohřevu vodiče nadproudem větším než $5I_n$ bývá zpravidla (s ohledem na činnost pojistek či nadproudových spouští jističů) tato podmínka splněna. Pro tento případ klademe v rovnici (1. 1) $\alpha_0 = 0$ a integraci ($t = 0; \theta = \theta_k = 0$) dostáváme vztah

$$q \cdot V \cdot t = c \cdot V \cdot \theta_k \quad (1.6)$$

Při přepisu ve vodiči uvolněné energie pomocí elektrických veličin musíme tentokrát postupovat obezřetněji, neboť velikost proudu se může během intervalu $t = t_k$ měnit

$$q \cdot V \cdot t_k = R \int_0^{t_k} i^2 \cdot dt = c \cdot V \cdot \theta_k \quad (1.7)$$

Teprve v případě, kdy je při náhlé změně proudu doba trvání přechodného jevu oproti době t_k zanedbatelná, můžeme psát

$$q \cdot V \cdot t_k = R \cdot I^2 \cdot t_k = c \cdot V \cdot \theta_k \quad (1.8)$$

odtud

$$\theta_k = \frac{R \cdot I^2}{c \cdot V} \cdot t_k$$

Podle těchto vztahů pro oteplení θ_k krátkodobým nadproudem počítáme pro elektrická zařízení daných parametrů maximálně přípustnou dobu t_k trvání nadproudu určité velikosti.[2]

1.2 Tepelné ztráty

1.2.1 Ztrátový výkon

Průtokem proudu vodičem mění se energie daná součinem čtverce okamžité velikosti proudu i a velikosti odporu R uvažovaného úseku v teplo. Teplo uvolněné za jednotku času je ztrátový výkon vodič N

$$N = \int_0^1 R \cdot i^2 \cdot dt \quad (1.9)$$

Mají – li proud i odpor během časové jednotky konstantní velikost přepisujeme tento vztah do tvaru

$$N = R \cdot I^2 \quad (1.10)$$

V případě střídavého proudu periodicky se měnícího můžeme místo výrazu $i = I_m \sin \omega t$ dosazovat jeho efektivní hodnotu I tehdy, je – li doba půlperiody jeho kmitu obecně alespoň rovna časové jednotce. Přesnost výpočtu podle vzorce (1. 10) bude tím lepší, čím větší počet půl vln bude obsažen v jednotce času. V případě proudu průmyslové frekvence 50Hz a jednotky času 1s je tato podmínka splněna dobře. Pokud se ale velikost proudu mění neperiodicky, ku příkladu během přechodného jevu (vlivem stejnosměrné složky) po sepnutí obvodu, musíme se vrátit k zápisu podle rovnice (1. 9), v němž za proud i dosazujeme výraz[5]

$$i = I_m \cdot [\sin(\omega t + \varphi) - \sin \varphi \cdot e^{-\frac{R}{L}t}]$$

1.2.2 Odpor vodiče

Druhým parametrem ve výrazu pro ztrátový výkon N je odpor vodiče R , jehož velikost udáváme v ohmech: $\Omega = V/A$. Někdy se setkáváme s převrácenou hodnotou odporu, vodivostí G a rozměrem $1/\Omega = S$. Nejčastějším případem proudovodné dráhy bývají vodiče, jejichž jeden rozměr převládá nad ostatními. Jsou to dráhy nebo paty (přípojnice) s konstantním průřezem S [m²] na určité délce l [m]. Za předpokladu, že proud je po průřezu vodiče rozložen rovnoměrně, platí pro velikost odporu R vztah

$$R = \rho \cdot \frac{l}{S} \quad (1.11)$$

Ve vzorci značí ρ měrný elektrický odpor vodiče. Je to materiálová veličina. Její rozměr je $\Omega \cdot m$. Převrácenou hodnotou je měrná vodivost [S/m]. Dříve byla zavedena a dnes se ještě hodně používá jednotka pro praktické výpočty výhodnější, tj. odpor vodiče délky 1m s průřezem 1mm². Tento údaj měrného odporu je 10⁶ krát větší než údaj v $\Omega \cdot m$ (což je odpor krychle o hraně 1m).[5]

Elektrický odpor jako vlastnost materiálu není veličina neproměnná. Závisí na různých vlivech, především na teplotě. Teplotní závislost měrného odporu je různá pro různé druhy materiálů. U kovových vodičů měrný odpor s teplotou roste. Naproti tomu měrný odpor polovodičů a izolantů s teplotou zpravidla klesá. V konstrukci proudovodných částí spínacích přístrojů nás zajímají hlavně vodiče kovové. Vliv teploty na odpor kovů si můžeme vysvětlit změnou střední volné dráhy volných elektronů v látce. Při vyšší teplotě jsou rozkmity kladných iontů mřížky větší. V důsledku toho se zvyšuje pravděpodobnost srážek volných elektronů s těmito ionty. Větší počet srážek znamená jednak kratší dráhu mezi dvěma srážkami a jednak intenzivnější předávání energie proudového pole iontům prostřednictvím elektronů. Častější srážky a v důsledku toho také častější změna dráhy vede ke snížení rychlosti posuvného pohybu elektronů a tím ke zmenšení proudu.

Měřením bylo zjištěno, že závislost měrného odporu na teplotě lze obecně vyjádřit řadou

$$\rho = \rho_r \cdot [1 + \alpha \Delta T + \beta (\Delta T)^2 + \gamma (\Delta T)^3 + \dots] \quad (1.12)$$

Pro technickou praxi, kdy je provozní teplota vodičů dostatečně nižší než teplota tavení daného kovu, stačí uvažovat jen první člen řady, tzn. lineární závislost měrného odporu na teplotě

$$\rho = \rho_r (1 + \alpha \Delta T) \quad (1.13)$$

Ve vzorcích značí ρ_r měrný odpor při zvolené referenční teplotě T_r ; $\Delta T = T - T_r$ je pak odpovídající oteplení, tj. rozdíl mezi uvažovanou teplotou T a referenční teplotou. V literatuře udávané velikosti měrného odporu se zpravidla vztahují k teplotě +20° C, v tomto případě používáme označení pro ně ρ_{20} . Protože při průtoku proudu uvažujeme oteplení vodiče nad horní hranici teploty okolí, nemá údaj ρ_{20} žádný praktický význam. Z hlediska výpočtu i označení je výhodnější vycházet z hodnot měrného odporu ρ_0 pro teplotu $T_r = 0^\circ\text{C}$, nebo z hodnot ρ_{40} pro teplotu okolí $T_r = 40^\circ\text{C}$ (maximální teplotu okolí).[5]

2 Možnosti řešení tepelné sítě pomocí systému ATP

2.1 Oteplení v ustáleném stavu

2.1.1 Tepelné pole

Teplo se obecně šíří z místa vzniku do okolí a to třím způsobem: vedením (kondukcí), prouděním (konvekcí) a sáláním (zářením, radiací). Vedením se teplo šíří především v pevné hmotě. V kapalinách se uplatňuje převážně proudění, vedení částečně. V plynech se teplo přenáší všemi třemi způsoby, přitom vedením jen v omezeném rozsahu. Ve vakuu se teplo šíří jen sáláním. Matematicky exaktně je zachytitelné šíření tepla jen tehdy, probíhá-li jen jedním způsobem. Nutným předpokladem je však při tom homogenita prostředí. Prakticky se to vztahuje na vedení tepla ve hmotě nebo na jeho šíření zářením v plynech a ve vakuu.[1]

Jedná-li se o takové stejnorodé prostředí, vytváří se v něm tepelné pole, které je podobné jako pole elektrostatické či pole proudové polem skalárním. Jeho potenciální veličinou je buď teplota T [K, °C] nebo oteplení θ [K]. Její rozložení v prostoru se zdroji popisuje rovnice Poissonova

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = -\frac{q}{\lambda} \quad (2.1)$$

v níž λ [W/mK] značí měrnou tepelnou vodivost prostředí a q [W/m³] měrné ztráty, Jestliže v uvažovaném prostoru teplo nevzniká, jest $q = 0$ a rovnice Poissonova přejde v rovnici Laplaceovou

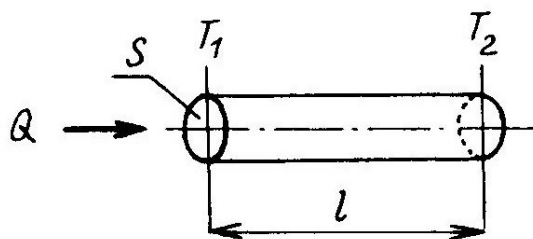
$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = 0 \quad (2.2)$$

Je proto řešení polí tepelných analogické řešením polí elektrických. Pole popisující zase navzájem kolmé soustavy teplotních spádnic a hladinových (izotermických) ploch. Výsledné vztahy pro tepelný tok v tepelně vysoce vodivých materiálech (kovech) mají formálně stejné znění jako vzorce pro vedení proudu v elektrických obvodech.[1]

V plné míře by analogie platila jen tehdy, kdyby byla obě pole přesně stejná. To znamená, kdyby se ztotožňovaly izotermy s elektrickými ekvipotenciálami. Ve skutečnosti shoda nebývá úplně a to proto, že rozdíl mezi tepelnou vodivostí kovů a izolantů je o několik řádů menší, než mezi jejich vodivostmi elektrickými. Izolace na kovovém vodiči je z hlediska elektrického proudu téměř ideální, izolantem neteče žádný proud. Z hlediska tepelného představuje prostředí, kterým odtéká do okolí ne vždy zanedbatelná část tepla. Tvary polí se tedy v obou případech nutně poněkud liší. Přesto lze v praxi tuto analogii v řadě případů uplatnit a tepelný tok počítat bez velké chyby podle jednoduchých, převážně lineárních vztahů.[1]

2.1.2 Základní zákony tepelného toku

Vycházíme-li z analogie mezi polem tepelným a elektrickým zjišťujeme, že velikost tepelného toku Q [W], je vázána k teplotnímu spádu $\theta = T_1 - T_2$ [K], který tok vyvolává, podobným zákonem jako je zákon Ohmův (viz obr 2.1)



Obrázek 2.1 Tyč konstantního průřezu

$$Q = \frac{T_1 - T_2}{R_T} = \frac{\theta}{R_T} \quad (2.3)$$

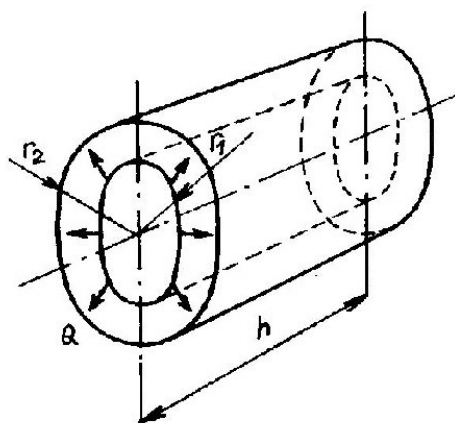
Ve vzorci je symbolem R_T [K/W] označen tepelný odpor tělesa. Při měrné tepelné vodivosti materiálu λ [W/mK] vykazuje tyč o konstantním průřezu S [m²] a délce l [m] tepelný odpor

$$R_T = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{l}{S} = \rho \cdot \frac{l}{S} \quad (2.4)$$

V elektrických výpočtech se při výpočtu oteplení často setkáváme s tělesy různých tvarů jako je válcové mezikruží, jímž vytéká teplo radiálním směrem nebo komolý kužel či jehlan, jímž proudí teplo od menší základny k větší. Přepíšeme-li vzorec (2. 4) do diferenciálního tvaru

$$dR_T = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{dx}{S} \quad (2.5)$$

kde x je proměnná délky, dospějeme po jeho aplikaci na případ válcového mezikruží podle obrazu (2.2) a integraci v mezích $x \in \langle r_1, r_2 \rangle$ k výslednému vzorci jeho tepelného odporu v radiálním směru. Změna průřezu x smí být jen taková, aby nenarušila rovnoměrnost rozložení toku v žádném z průřezů.

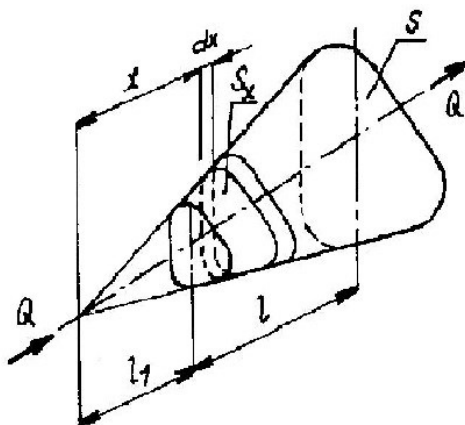


Obrázek 2.2 Válcové mezikruží

$$R_T = \frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi\lambda h}$$

(2. 6)

Podobně pro komolý jehlan s obecnou základnou o ploše S podle obrazu (2.3) lze odvodit pro jeho tepelný odpor ve směru od menší základny k větší výraz



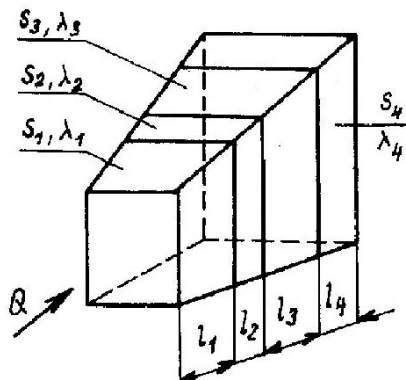
Obrázek 2.3 Komolý jehlan

$$R_T = \frac{(l + l_1)l}{\lambda l_1 S}$$

(2. 7)

Jedná-li se o kužel s kruhovou základnou o poloměru r , dosazujeme do vzorce (2. 7) $S = \pi r^2$. V případě jehlanu, jehož základna tvoří pravidelný čtyřúhelník o stranách b , h , klademe zase $S = b \cdot h$ atd.[1]

Analogicky elektrickým obvodům slučujeme také tepelné odpory úseků, které jsou řazeny za sebou nebo vedle sebe. Jedná-li se o tepelnou dráhu složenou z n desek buď stejného průřezu $S_1 = S = \text{konst.}$, nebo i průřezu mírně se plynule měnícího o střední velikosti S_i (viz obraz 2.4), rozdílné tloušťky l_i a tepelné vodivosti λ_i , sčítáme jejich odpory:



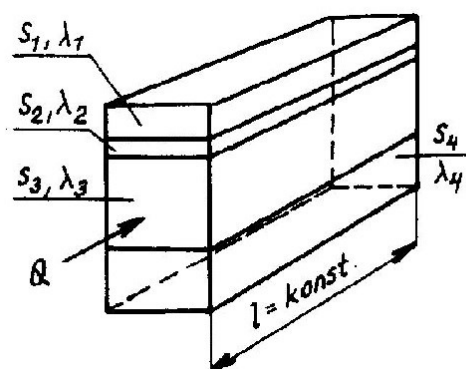
Obrázek 2.4 Tepelná dráha složená z n desek

$$R_{Tn} = \sum_{i=1}^{i=r} R_{Ti} = \frac{1}{\lambda_i} \cdot \frac{l_1}{S_1} + \dots + \frac{1}{\lambda_n} \cdot \frac{l_n}{S_n} = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{\lambda_i} \cdot \frac{l_i}{S_i} \quad (2.8)$$

Pro případ několika vrstev tvaru válcového mezikruží na sebe navazujících nabude předešlý vzorec s ohledem na vzorec (2. 6) tvaru

$$R_{Tn} = \frac{1}{2\pi h} \cdot \sum_{i=1}^{i=n} \frac{\ln \frac{r_{i+1}}{r_i}}{\lambda_i} \quad (2.9)$$

Teče – li teplo několika paralelními cestami (viz obraz 2.5), sečítají se naopak jejich tepelné vodivosti.



Obrázek 2.5 Tepelná deska s paralelními cestami

$$R_{Tn} = \frac{1}{\lambda_n} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \lambda_i} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \lambda_i \cdot S_i} \quad (2.10)$$

Porovnáním vzorce (1. 5) pro výpočet oteplení povrchu proudovodiče v ustáleném stavu se základním vzorcem pro tepelný tok (2. 3)

$$\theta_m = \frac{R \cdot I^2}{\alpha_0 \cdot P} = Q \cdot R_{T\alpha}$$

zjišťujeme, že výraz

$$\frac{1}{\alpha_0 \cdot P} = R_{T\alpha}$$

představuje tepelný odpor přestupu tepla z povrchu tělesa P do atmosféry.

Stojí-li tepelnému toku, produkovanému proudovodičem o povrchu P_v , v cestě do atmosféry n tepelně izolačních vrstev různých vodivostí, pak je celkový odpor R_{Tc} této cesty popsán vztahem

$$R_{Tc} = \sum_{i=1}^{i=n} R_{Ti} + \frac{1}{\alpha_0 \cdot P_n}$$

kde P_n je povrch vnější vrstvy ve styku s okolním vzduchem a α_0 jeho měrná chladivost. Pro zpřehlednění výpočtu oteplení převádíme často vnější chladicí podmínky na povrch vodiče P_v . To znamená, že počítáme s náhradní velikostí měrné chladivosti α_{0n} , vztaženou na povrch P_v , která v sobě zahrnuje i vliv tepelných odporů mezivrstev. Vycházíme při tom z rovnosti tepelných odporů[1]

$$\sum_{i=1}^{i=n} R_{Ti} + \frac{1}{\alpha_0 P_n} = \frac{1}{\alpha_{0n} P_v} \quad (2.11)$$

Odtud

$$\alpha_{0n} = \frac{1}{P_v \left(\sum_{i=1}^{i=n} R_{Ti} + \frac{1}{\alpha_0 P_v} \right)}$$

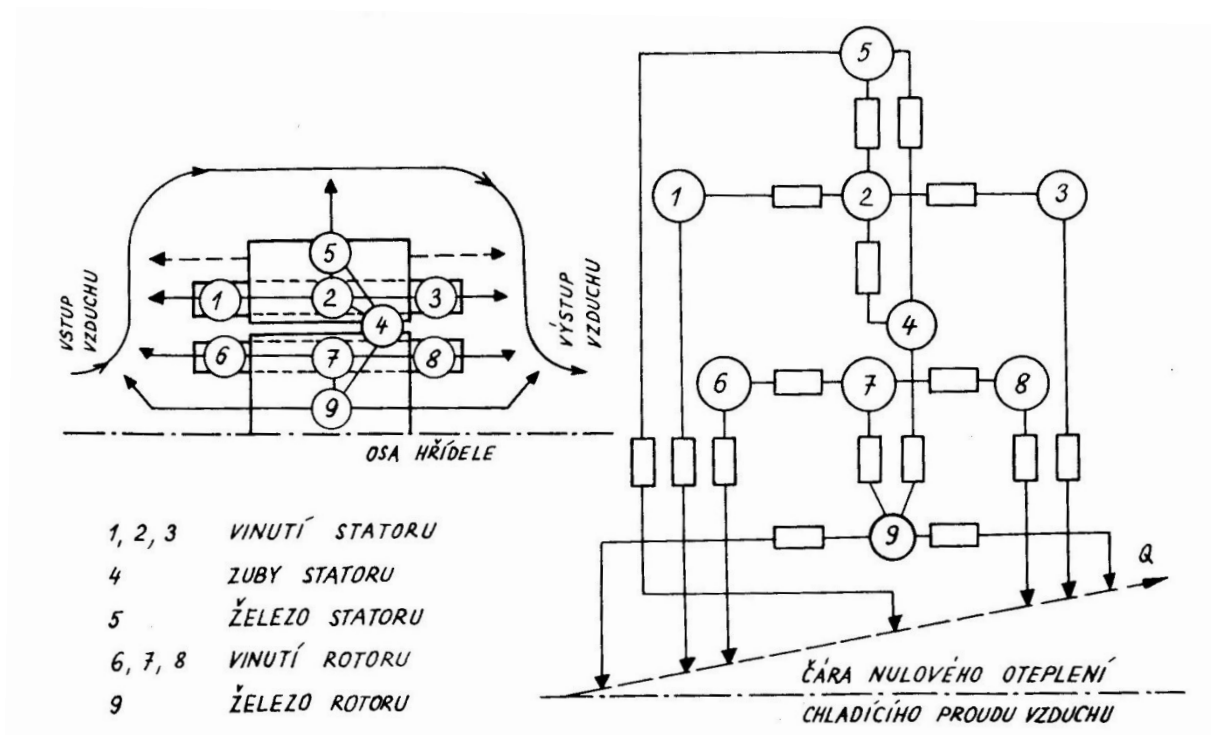
2.1.3 Princip tepelné sítě

Spínací přístroj nebo jiné elektrické zařízení lze představit jako soubor různých těles, z nichž jen v některých vzniká teplo. Toto teplo pak proudí z místa vzniku do sousedních těles a přes ně postupně až k rozhraní mezi souborem těles vnější atmosférou. Tímto rozhraním, tj. ochlazovacím povrchem, se předává do prostoru. Řada na sebe navazujících kovových těles souboru je přitom dále vyznačena tím, že určitá část z tepla, které proudí ve směru teplotního spádu tělesa, uniká také jeho povrchem do okolí. V důsledku toho teplo vystupující z kovového tělesa ve směru teplotního spádu je menší než součet tepla do tělesa vstupujícího a v tělese případně vznikajícího. Za tohoto stavu nestačí pro určení tepelného toku v takovém tělese dosud uvedené jednoduché vztahy. Je proto obecně výpočet oteplení jednotlivých dílců složitějšího elektrického zařízení obtížná záležitost, neboť se vytváří řada tepelných toků různým způsobem se dělících, rozvětvujících a překrývajících.[1g]

Vhodnou metodou pro výpočet oteplení dílců za takové situace je metoda tepelných obvodů, při níž používáme postupů analogických řešení rozvětvené elektrické sítě. Seřazováním dílčích tepelných zdrojů a odporů za sebou nebo vedle sebe vytvoříme odpovídající tepelnou síť. Tepelně složitější tělesa vkládáme do sítě pomocí jejich individuálních náhradních schémat. Teprve řešením celé sítě můžeme určit odpovídající oteplení jednotlivých míst souboru.[1]

Tepelné sítě takových útvarů jako jsou ku příkladu transformátory nebo elektromotory mají charakter mřížových sítí. Mohou být proto tak složité, že by bez určitých úprav byly sotva řešitelné. V takových případech vycházíme ze zjednodušujícího předpokladu, že teplota kovových těles, v nichž teplo vzniklé, je v celém jejich objemu stejná (zavádíme pojem střední teploty tělesa) a jejich tepelný odpor vzhledem k velké tepelné vodivosti kovů je zanedbatelný. Tato tělesa představují pak zdrojové body sítě, z nichž teplo odtéká i několika cestami k povrchu zařízení. Jako příklad takové sítě je na obraze (2.6) nakresleno velmi zjednodušené schéma asynchronního motoru s nuceným oběhem chladicího vzduchu (větrákem) a jemu odpovídající tepelná síť s osmi zdroji Z_1 až Z_8 a jedním chlazeným uzlem. Teplo vznikající v rotoru a statoru se předává proudem chladicího vzduchu, jehož teplota se přejímaným teplem postupně zvyšuje od jeho vstupu do stroje k výstupu ze stroje. Proto

koncové body sítě, představující teplotu chladicího média, jsou zakresleny s postupně rostoucí vzdáleností od čáry nulového oteplení.[1]



Obrázek 2.6 Příklad tepelné sítě

U spínacích přístrojů jsou poměry ve srovnání s elektrickými stroji poněkud odlišné, a proto se tvar tepelné sítě přístrojů také mění. Proudovodná dráha má totiž zpravidla podobu podlouhlého, byť tvarově různorodého vodiče. Proudovodné dráhy jednotlivých pólů trojfázových vypínačů na vyšší napětí bývají vzhledem k nutným pólovým roztečím odděleny takovou vrstvou vzduchu, že se prakticky navzájem tepelně neovlivňují. Případné rozdíly v chlazení středního pólu oproti krajním pólům bývají malé a většinou zanedbatelné. Sestavujeme proto tepelnou síť jen pro jednu fázi a tato tepelná síť má charakter jednořadové sítě. Protože většinu úseků proudovodné dráhy tvoří tyče, jimiž část tepla protéká ve směru jejich osy do sousedního dílce a část tepla se odvádí do okolí jejich povrchem, zavádíme je do tepelné sítě odpovídajícími náhradním schématy. Výhodou jednořadové tepelné sítě je možnost jejího přímého početního řešení. Navíc ji lze aplikovat při dodržení určitých zásad i pro více pólové spínače nízkého napětí v kompaktním provedení.[1]

2.1.4 Dílce beze ztrát

Uvažujme dílec z homogenního materiálu podle obrazu (2.7) o konstantním průřezu S , jímž ve směru jeho délky protéká tepelný tok Q . V dílci žádné nové teplo nevzniká, ale ze vstupujícího tepla Q_1 se část odvádí jeho povrchem, takže z dílce vystupující tok $Q_2 < Q_1$. Dílec představuje úsek tepelného pole. Tepelný tok mezi dvěma místy v takovém tepelném poli je vyvolán rozdílem jejich teplot, tj. tepelným spádem. Velikost toku Q je přímo úměrná ploše průřezu S , teplotnímu rozdílu obou uvažovaných míst: $\theta = T_1 - T_2$ a nepřímo úměrná jejich vzdálenosti l

$$Q = \frac{\theta}{R_T} = \lambda \cdot \frac{S}{l} \cdot (T_1 - T_2) \quad (2.12)$$

Činitelem úměrnosti je přitom tepelná vodivost λ [W/m·K], což je materiálová vlastnost.[1]

Omezíme-li se jen na element délky dx takového tělesa v obecném místě x s oteplením θ , přeje rovnice (2. 12) pro velikost toku Q do diferenciálního tvaru ($T_1 - T_2 \Rightarrow d\theta$; $l \Rightarrow dx$):

$$Q_x = -\lambda \cdot S \cdot \frac{d\theta}{dx} \quad (2.13)$$

Výraz $d\theta/dx$ značí matematicky směrnici dráhy toku v daném místě. Protože tepelný tok probíhá směrem poklesu teploty, jest jeho směrnice záporná. Předpokládáme-li, že takto vyznačený tok vstupuje do uvažovaného elementu na jednom konci, vytéká z jeho druhého konce tok odpovídající oteplení změněnému obecně o elementární hodnotu na velikost $\theta + d\theta$:[1]

$$Q_{(x+dx)} = -\lambda \cdot S \cdot \frac{d}{dx}(\theta + d\theta) = -\lambda \cdot S \cdot \left(\frac{d\theta}{dx} + \frac{d^2\theta}{dx^2} dx\right)$$

Současně se z každé jednotky povrchu tělesa P [m²] odvádí určité stejné množství tepla α_0 [W/m² K] do okolí. Označíme-li symbolem O obvod tyče, kterým se teplo odvádí (podle okolností může být buď celý geometrický obvod dílce nebo jen jeho část), pak se povrchem elementu $O \cdot dx$, jehož oteplení proti okolí je θ , ztrácí teplo Q_α :[1]

$$Q_\alpha = \alpha_0 \cdot O \cdot \theta \cdot dx$$

Protože v dílci nikde žádné teplo nevzniká, bude mít rovnice rovnováhy mezi teplem Q_x do elementu přiváděným a teplem $Q_{(x+dx)} + Q_\alpha$ z elementu vystupujícím následující znění:

$$-\lambda \cdot S \cdot \frac{d\theta}{dx} = -\lambda \cdot S \cdot \frac{d\theta}{dx} - \lambda \cdot S \cdot \frac{d^2\theta}{dx^2} \cdot dx + \alpha_0 \cdot O \cdot \theta \cdot dx \quad (2.14)$$

odtud

$$\lambda \cdot S \cdot \frac{d^2\theta}{dx^2} = \alpha_0 \cdot O \cdot \theta$$

Klademe-li

$$\beta^2 = \frac{\alpha_0 \cdot O}{\lambda \cdot S} \quad (2.15)$$

dostáváme výchozí rovnici pro určení průběhu oteplení podél tyče v přehlednějším tvaru

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} - \beta^2 \theta = 0 \quad (2.16)$$

je to diferenciální rovnice druhého řádu typu: $y'' - \beta^2 y = 0$. Obecné řešení této rovnice je

$$\theta = A \cdot e^{\beta x} + B \cdot e^{-\beta x} \quad (2.17)$$

Dosazením rovnice (2. 17) do vztahu (2. 13) dostáváme alternativně řešení rovnice pro tepelný tok

$$Q = -\lambda \cdot S \cdot \beta \cdot (A \cdot e^{\beta x} - B \cdot e^{-\beta x}) = \delta \cdot (B \cdot e^{-\beta x} - A \cdot e^{\beta x}) \quad (2.18)$$

v němž jsme zavedli substituci

$$\delta = \lambda \cdot S \cdot \beta = \sqrt{\alpha_0 \cdot O \cdot \lambda \cdot S} \quad (2.19)$$

Pro stanovení integračních konstant A a B vycházíme z okrajových podmínek, tj. z hodnot oteplení θ nebo tepelného toku Q v koncových bodech tyče: $x = 0$; $x = 1$. Obecně jsou tři základní možnosti. Známe-li v obou koncových bodech buď jen oteplení θ_1 a θ_2 nebo jen toky Q_1 a Q_2 , dosazujeme v prvním případě do rovnice (2. 17) pro oteplení, ve druhém případě do rovnice (2. 18) pro tok. Známe-li v jednom koncovém bodě tyče oteplení a ve druhém případě tok, musíme patřičně kombinovat obě rovnice.[1]

V dalším se omezíme na případy, které mají praktický význam pro sestavování a řešení tepelných schémat v přístrojích, tj. na případy kdy

- a) jsou dána oteplení koncových bodů θ_1 a θ_2 ;
- b) je dán vstupní a výstupní tok Q_1 a Q_2 ;
- c) je dán vstupní tok Q_1 a z druhého konce se odvádí teplo do okolí podobně jako z povrchu;
- d) je dán vstupní tok Q_1 a z druhého konce žádný tok nevystupuje

ad a)

Na počátku tyče ($x = 0$) je oteplení θ_1 a na konci tyče ($x = 1$) je oteplení θ_2 . Po dosazení do rovnice (2. 17) průběhu oteplení jest

$$\theta_1 = A + B \quad \theta_2 = A \cdot e^{\beta l} + B \cdot e^{-\beta l}$$

První rovnici vynásobím členem $e^{\beta l}$, odečteme od druhé a z výsledku vyjádříme konstantu B

$$B = \frac{\theta_1 \cdot e^{\beta l} - \theta_2}{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}$$

Zpětným dosazením do rovnice pro θ_1 obdržíme druhou integrační konstantu:

$$A = \frac{\theta_2 - \theta_1 \cdot e^{-\beta l}}{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}$$

Protože platí definice

$$\frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{2} = \sinh \beta l \quad (2.20)$$

lze též psát

$$A = \frac{\theta_2 - \theta_1 \cdot e^{-\beta l}}{2 \sinh \beta l} \quad A = \frac{\theta_1 \cdot e^{-\beta l} - \theta_2}{2 \sinh \beta l}$$

Dosazením těchto výrazů za integrační konstanty do obecného řešení (2. 17) dostáváme po aplikaci definice (2. 20) a úpravě konečnou rovnici pro průběh oteplení podél tyče[1]

$$\theta = \frac{\theta_1 \cdot \sinh \beta(l-x) + \theta_2 \cdot \sinh \beta x}{\sinh \beta l} \quad (2. 21)$$

Abychom mohli stanovit pro sestavení sítě potřebný tepelný odpor R_T , potřebujeme určit tok Q_1 na počátku a tok Q_2 na konci tyče. Proto dosadíme buď za konstanty A a B do obecné rovnice (2. 18) pro průběh tepelného toku Q, nebo dosadíme do rovnice (2. 13) za θ výraz (2. 21). V každém případě obdržíme

$$Q = \frac{\delta}{\sinh \beta l} \cdot [\theta_1 \cdot \cosh \beta \cdot (l-x) - \theta_2 \cdot \cosh \beta x] \quad (2. 22)$$

Pro $x = 0$ dostáváme tok Q_1 na začátku tyče

$$Q_1 = \frac{\delta}{\cosh \beta l} \cdot (\theta_1 \cdot \cosh \beta l - \theta_2)$$

Tento výraz upravíme přičtením a odečtením θ_1 , abychom mohli použít definičního vztahu

$$\frac{\cosh \beta l - 1}{\sinh \beta l} = \operatorname{tgh} \frac{\beta l}{2} \quad (2. 23)$$

Tak obdržíme

$$Q_1 = \delta \cdot \left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{\sinh \beta l} + \theta_1 \cdot \operatorname{tgh} \frac{\beta l}{2} \right) \quad (2. 24)$$

Pro $x = l$ dostáváme obdobným postupem tok na konci tyče Q_2

$$Q_2 = \delta \cdot \left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{\sinh \beta l} + \theta_2 \cdot \operatorname{tgh} \frac{\beta l}{2} \right) \quad (2. 25)$$

Nyní zavedeme označení

$$R_{Tl} = \frac{\sinh \beta l}{\delta} \quad (2. 26)$$

$$R_{Tt} = \frac{1}{\delta \operatorname{tgh} \frac{\beta l}{2}} \quad (2. 27)$$

takže výrazy pro velikosti vstupního a výstupního tepelného toku můžeme psát ve tvaru

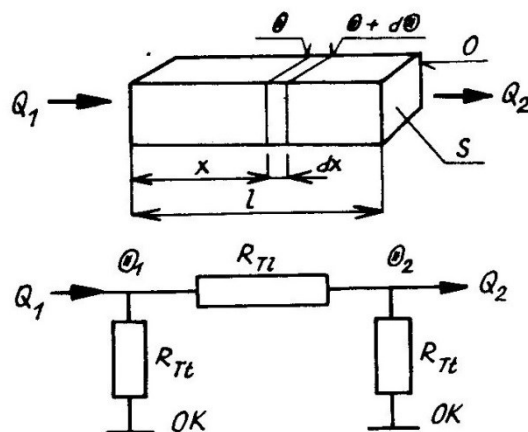
$$Q_1 = \frac{\theta_1 - \theta_2}{R_{Tl}} + \frac{\theta_1}{R_{Tt}} \quad (2.28)$$

$$Q_2 = \frac{\theta_1 - \theta_2}{R_{Tl}} + \frac{\theta_2}{R_{Tt}} \quad (2.29)$$

Jak se snadno přesvědčíme, vyhovují tyto vztahy rovnici pro uzly tepelné sítě

$$\sum Q = 0 \quad (2.30)$$

při uspořádání tepelných odporů R_{Tl} a R_{Tt} do tvaru π -čláčku podle obrazu (2.7). Je tedy náhradním schématem tyče, z níž se také odvádí teplo povrchem do okolí π -článek a podélným (longitudinálním) odporem R_{Tl} a dvěma příčnými (transversálními) odpory R_{Tt} v uzlech tepelného obvodu.[1]



Obrázek 2.7 π – článek dílce beze ztrát

Pro dva krajní případy lze uvedené vztahy pro výpočet odporů tepelné sítě vhodně upravit. Jedná se o případ tepelně krátké tyče a o případ tepelně dlouhé tyče.

O tepelně krátké tyči hovoříme, je-li číselná hodnota výrazu

$$\beta l = l \sqrt{\frac{\alpha_0 \cdot O}{\lambda \cdot S}} \ll 1$$

(tj. cca 0,1 a menší). Pak můžeme klást: $\sinh \beta l \approx \tanh \beta l \approx \beta l$. Za tohoto stavu bude

$$R_{Tl} \approx \frac{\beta l}{\delta} = l \cdot \sqrt{\frac{\alpha_0 \cdot O}{\alpha_0 \cdot O \cdot \lambda^2 \cdot S^2}} = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{l}{S} = R_T \quad (2.31)$$

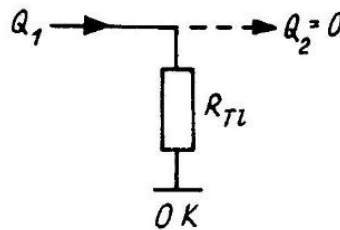
$$R_{Tl} \approx \frac{2}{\delta \cdot \beta l} = \frac{2}{\sqrt{\frac{\alpha_0^2 \cdot O^2 \cdot \lambda \cdot S}{\lambda \cdot S}}} = \frac{2}{\alpha_0 \cdot O \cdot l} - \frac{1}{\frac{\alpha_0 \cdot O \cdot l}{2}} \quad (2.32)$$

Pro tepelně krátkou tyč je tedy podélný odpor náhradního schématu R_{Tl} roven skutečnému tepelnému odporu tyče R_T . Každý z příčných odporů R_{Ti} je roven polovině odporu pro přestup tepla z tyče (s konstantní teplotou po celé délce) povrchem do okolí.[1]

Případ tepelně dlouhé tyče nastává naopak pro $\beta \gg 1$ (tj. pro velikost cca 10 a větší). Pro $\beta l \geq 10$ lze uvažovat, že $\sinh \beta l \approx \sinh \infty = \infty$; $\tanh \beta l \approx \tanh \infty = 1$. Vztahy pro odpory náhradního schématu nabydou tvaru

$$R_{Tl} \approx \infty; \quad R_{Ti} \approx \frac{1}{\delta} = \frac{1}{\sqrt{\alpha_0 O \lambda S}} \quad (2.33)$$

Nekonečná velikost podélného odporu mezi uzly představujícími konce tyče znamená, že žádný vstupující tepelný tok se nedostane na konec tyče. Odpor R_{Ti} , charakterizující odvod tepla z tyče chlazením, nezávisí na délce tyče a má za daných podmínek minimální možnou velikost. Prakticky se pak náhradní schéma tepelně dlouhé tyče redukuje na vstupní příčný odpor dle obrazu (2.8).[1]



Obrázek 2.8 Náhradní schéma tepelně dlouhé tyče

ad b)

V místě $x = 0$ vstupuje do tyče tepelný tok Q_1 , z druhého konce $x = l$ vystupuje tok Q_2 . Řešíme jen obecně průběh oteplení podél tyče jako přípravu pro další úvahy. Okrajové podmínky dosadíme do rovnice tepelného toku (2.18)

$$Q_1 = \delta(B - A) \quad Q_2 = \delta(B \cdot e^{-\beta l} - A \cdot e^{\beta l})$$

Po vynásobení první rovnice výrazem $e^{\beta l}$, odečtení od druhé a úpravě je integrační konstanta B

$$B = \frac{Q_1 \cdot e^{\beta l} - Q_2}{2 \cdot \delta \cdot \sinh \beta l}$$

Dosazením za konstantu B do výchozí rovnice pro Q_2 obdržíme pro integrační konstantu A výraz

$$A = \frac{Q_1 \cdot e^{-\beta l} - Q_2}{2 \cdot \delta \cdot \sinh \beta l}$$

Konstanty dosadíme do rovnice průběhu oteplení (2.17) a upravíme ji na konečný tvar

$$\theta = \frac{Q_1 \cdot \cosh \beta \cdot (l - 1)}{\delta \cdot \sinh \beta l} - \frac{Q_2 \cdot \cosh \beta x}{\delta \cdot \sinh \beta l} \quad (2.34)$$

ad c)

Do tyče vstupuje na jejím počátku ($x = 0$) tepelný tok Q_1 a všechno se předává do okolí povrchem a druhým koncem, Jest to teda případ dle předchozího odstavce b pro $Q_2 = \alpha_0 S \theta_2$. Takový dílec působí jako chladicí článek (chladicí žebra). Hodnoty pro konec tyče, tj. $x = l$; $\theta = \theta_2$; $Q_2 = \alpha_0 S \theta_2$ dosazujeme proto do rovnice (2.34)

$$\theta_2 = \frac{Q_1}{\delta \cdot \sinh \beta l} - \frac{\alpha_0 \cdot S \cdot \theta_2}{\delta} \cdot \frac{\cosh \beta l}{\sinh \beta l}$$

odtud

$$\theta_2 = \frac{Q_1}{\delta \cdot \sinh \beta l + \alpha_0 S \cdot \cosh \beta l} \quad (2.35)$$

Výsledek vložený do vztahu $Q_2 = \alpha_0 S \theta_2$ dosadíme znovu do rovnice (2.34), tentokrát však spolu se vstupními hodnotami $x = 0$; $\theta = \theta_1$

$$Q_1 = \frac{Q_1}{\delta \cdot \sinh \beta l} (\cosh \beta l - \frac{\alpha_0 S}{\delta \cdot \sinh \beta l + \alpha_0 S \cdot \cosh \beta l}) \quad (2.36)$$

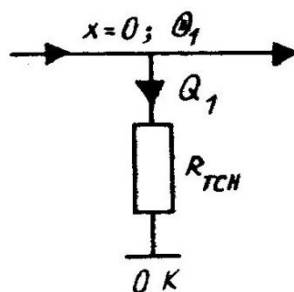
Ze srovnání vzorce (2.31) se základním vztahem pro tepelný tok

$$\theta_1 = Q_1 \cdot R_{TCH}$$

jest tepelný odpor takového chladicího dílce z hlediska uzlu v místě $x = 0$ dán výrazem

$$R_{TCH} = \frac{1}{\delta \cdot \sinh \beta l} (\cosh \beta l - \frac{\alpha_0 S}{\delta \cdot \sinh \beta l + \alpha_0 S \cdot \cosh \beta l}) \quad (2.37)$$

a jeho náhradním schématem je příčný odpor dle obrazu (2.9) vzhledem k hlavnímu směru tepelného toku v proudovodné dráze.[1]



Obrázek 2.9 Náhradní schéma chladicího dílce

ad d)

Jest dán vstupní tok Q_1 , z konce tyče ($x = 1$) se neodvádí žádné teplo, takže $Q_2 = 0$. Veškeré do tyče vstupující teplo se předává do okolí jen povrchem tyče. Dosazením okrajových hodnot: $x = 0$; $\theta = \theta_1$; $Q_2 = 0$ do rovnice (2. 34)(2. 34) obdržíme[1]

$$\theta_1 = \frac{Q_1}{\delta} \cdot \frac{\cosh \beta l}{\sinh \beta l} = Q_1 \cdot R_{TCH} \quad (2. 38)$$

Takže

$$R_{TCH} = \frac{1}{\delta \cdot \tanh \beta l} \quad (2. 39)$$

Podle tohoto poměrně jednoduchého vztahu pro tepelný odpor lze počítat chladicí tyč i v případě, že se koncovou plochou tyče S odvádí do okolí teplo stejně jako ostatním povrchem dílce, pokud $S \ll Ol$. Výpočet bude proti přesnému, ale složitějšímu vzorci (2. 37) rychlejší. Dopouštíme se přitom ovšem kladné chyby. To znamená, že vypočítané oteplení vstupního uzlu θ_1 bude větší než skutečné, protože skutečný ochlazovací povrch tyče je (nepatrně) větší než dosazovaný.[1]

2.1.5 Dílce se ztrátami

Vzniká-li průtokem proudu v každé jednotce objemu (homogenního) dílce teplo $q = \rho \cdot \sigma^2$, pak v elementu tyče konstantního průřezu S (obr. 2.6) vzniká teplo $qSdx$. V rovnici tepelné rovnováhy se pak zvětší teplo přiváděné do uvažovaného elementu ještě o toto množství

$$-\lambda S \cdot \frac{d\theta}{dx} + q \cdot S \cdot dx = -\lambda S \cdot \frac{d}{dx}(\theta + d\theta) + \alpha_0 \cdot O \cdot \theta \cdot dx \quad (2. 40)$$

Podobným způsobem jako v případě (2. 14) dospějeme k výchozí diferenciální rovnici ve tvaru

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} - \beta^2\theta = -\frac{q}{\lambda} \quad (2. 41)$$

kde $\beta^2 = \alpha_0 O / \lambda S$. Kdybychom uvažovali, že v elementu uvolňované teplo $qSdx$ se odvede do okolí povrchem Odx a žádné jiné teplo se do elementu ani nepřivádí, ani se z něj neodvádí, bylo by ustálené oteplení, resp. celé tyče θ_∞ dáno výrazem

$$\theta_\infty = \frac{q \cdot S \cdot dx}{\alpha_0 \cdot O \cdot dx} = -\frac{q \cdot S}{\alpha_0 \cdot O} \quad (2. 42)$$

Zavedeme-li takto definovaný pojem θ_∞ do výchozí rovnice (2. 42) vztahem

$$\frac{q}{\lambda} = \frac{\alpha_0 \cdot O}{\lambda \cdot S} \cdot \theta_\infty = \beta^2 \theta_\infty$$

nabude znění

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} - \beta^2(\theta - \theta_\infty) = 0$$

Protože $\theta_\infty = \text{konst.}$ a $d/dx (\text{konst.}) = 0$, můžeme předchozí rovnici přepsat následovně. Považujeme-li rozdíl $(\theta - \theta_\infty) = \theta'$ za novou proměnnou, dostaneme výchozí rovnici ve stejném tvaru jako je rovnice (2. 16)(2. 16) pro tyče beze ztrát

$$\frac{d^2\theta'}{dx^2} - \beta^2\theta' = 0$$

(2. 43)

Pro tok na začátku Q_1 a na konci tyče Q_2 platí tedy výrazy

$$Q_1 = \frac{\theta'_1 - \theta'_2}{R_{Tl}} + \frac{\theta'_1}{R_{Tt}} = \frac{\theta_1 - \theta_2}{R_{Tl}} + \frac{\theta_1 - \theta_\infty}{R_{Tt}}$$

(2. 44)

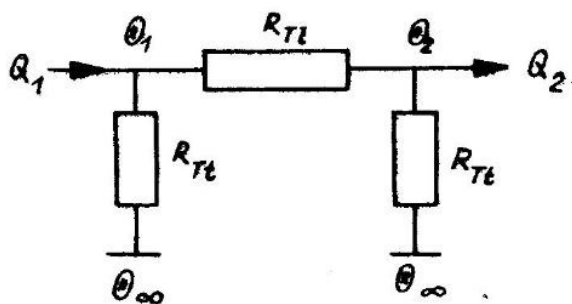
$$Q_2 = \frac{\theta'_1 - \theta'_2}{R_{Tl}} - \frac{\theta'_1}{R_{Tt}} = \frac{\theta_1 - \theta_2}{R_{Tl}} - \frac{\theta_1 - \theta_\infty}{R_{Tt}}$$

(2. 45)

neboť $Q'_1 = \theta_1 - \theta_\infty$; $Q'_2 = \theta_2 - \theta_\infty$. Je tedy náhradním schématem tyče konstantního průřezu zase π – článěk. Jediný rozdíl proti tyči beze ztrát je okolnost, že oteplení vnějších konců příčných odporů není nulové, ale konečné (viz obr. 2.10), dané vztahem

$$\theta_\infty = \frac{q \cdot S}{\alpha_0 \cdot O} = \frac{\rho \cdot \sigma^2 \cdot S}{\alpha_0 \cdot O} = \frac{R \cdot I^2}{\alpha_0 \cdot O \cdot l}$$

(2. 46)



Obrázek 2.10 π – článěk dílce se ztrátami

Prakticky to znamená, že vznik tepla ve vodiči se do náhradního schématu zavádí odpovídající číselnou změnou teplotního spádu na příčných větvích π – článku. Při větších ztrátách nebo horším chlazení dílce se stává $\theta_\infty > \theta_1$; $\theta_\infty > \theta_2$. Příčnou větví pak již teplo z hlavní proudové dráhy sítě neodtéká, ale naopak do hlavní dráhy vtéká. V tomto případě vlastní chlazení dílce je vzhledem k jeho ztrátám nedostatečné. Teplo v dílci vznikající musí odtéci do sousedních dílců a teprve jimi předat se do atmosféry. Vzhledem k definici (2. 46)(2. 46) jsou hodnoty oteplení θ_∞ hodnotami fiktivními a mohou nabývat velikostí i značně větších, než je dovolené oteplení dílce. Skutečné oteplení povrchu vodiče na jeho koncích představují velikosti θ_1 a θ_2 na vstupu a výstupu π – článku, závisející na charakteru všech sousedních dílců. Určíme je až konečným řešením celé sítě. Jedná-li se o izolovanou

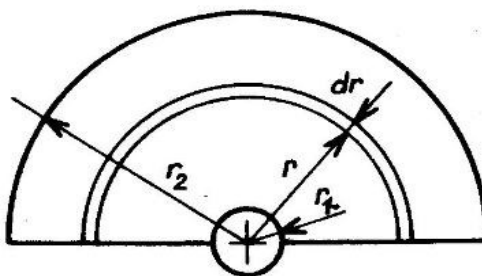
tyč, pak místo měrné chladivosti α_0 , vztahující se k rozhraní izolace a vzduchu, dosazujeme do vzorce (2. 46) náhradní měrnou chladivost α_{0n} přepočtenou na povrch kovu vodiče pomocí vzorce (2. 11).[1]

Podobně jako v případě tyčí beze ztrát jsou extrémními případy tyčí se ztrátami tepelně krátké a tepelně dlouhé tyče. Jejich schémata se navzájem liší opět jen oteplením konců příčných větví. U tyčí se ztrátami je to opět hodnota θ_∞ daná vzorcem (2. 40)(2. 40).[1]

2.1.6 Kontaktní styk

Příčinou zvýšení odporu proudovodné dráhy v místě dotyku kontaktů jsou proudové úžiny. Pro informativní matematické řešení takto změněného průřezu proudovodné dráhy idealizujeme si často místo styku nekonečně vodivou koulí o průměru velmi blízkém průměru na kruh převedené celkové stykové plošky. Proudovou úžinu popisuje pak pole mezi dvěma soustřednými polokoulemi. Poloměr vnitřní polokoule budiž r_1 , poloměr vnější (tj. konečné hladinové plochy úžiny) r_2 . [1]

Pro sestavení rovnice tepelné rovnováhy takového útvaru, jehož radiálním směrem protéká tepelný tok Q a v jehož každé jednotce objemu vzniklé teplo q , budeme uvažovat element útvaru na poloměru r o ploše $2\pi r^2$ a tloušťce dr (viz obr. 2.11). Do elementu objemu $dV = 2\pi r^2 \cdot dr$ z materiálu o měrné tepelné vodivosti λ vzniká tok Q_r ($x \rightarrow r$).



Obrázek 2.11 Idealizované místo styku

$$Q_r = -\lambda S \cdot \frac{d\theta}{dr} = -2\pi\lambda r^2 \cdot \frac{d\theta}{dr}$$

(2. 47)

V elementu vzniká teplo Q_e

$$Q_e = q \cdot dV = q \cdot 2\pi r^2 \cdot dr = \frac{\rho I^2}{2\pi r^2} \cdot dr$$

neboť $q = \rho \sigma^2 = \rho \left(\frac{I}{2\pi r^2}\right)^2$. Z elementu vytéká tok

$$Q_{(r+dr)} = -2\pi\lambda(r+dr)^2 \cdot \frac{d}{dr}(\theta + d\theta)$$

Rovnice rovnováhy tedy zní

$$-2\pi\lambda r^2 \frac{d\theta}{dr} + \frac{\rho I^2}{2\pi r^2} dr = -2\pi\lambda(r+dr)^2 \left(\frac{d\theta}{dr} + \frac{d^2\theta}{dr^2} \cdot dr \right)$$

Po rozeepsání a úpravě

$$-\frac{\rho I^2}{4\pi^2 \lambda r^2} = (2r + dr) \frac{d\theta}{dr} + (r^2 + 2r \cdot dr + dr^2) \frac{d^2\theta}{dr^2}$$

Protože $dr \ll 2r$, resp. $(2r+dr) \cdot dr \ll r^2$, můžeme zanedbat nekonečně malé přírůstky poloměru vůči jeho dvojnásobku nebo čtverci. Tím značně zjednodušíme základní rovnici, aniž prakticky ohrozím přesnost výsledných vztahů. Tedy

$$-\frac{\rho I^2}{4\pi^2 \lambda r^2} = 2r \frac{d\theta}{dr} + r^2 \frac{d^2\theta}{dr^2}$$

Protože jest

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\theta}{dr} \right) = 2r \frac{d\theta}{dr} + r^2 \frac{d^2\theta}{dr^2}$$

můžeme diferenciální rovnici tepelné rovnováhy přepsat následovně

$$-\frac{\rho I^2}{4\pi^2 \lambda r^2} = \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\theta}{dr} \right)$$

Rovnici vynásobíme dr a provedeme první integraci

$$\frac{\rho I^2}{4\pi^2 \lambda r} = r^2 \frac{d\theta}{dr} + A$$

Provedeme znovu separaci proměnných vynásobením rovnice výrazem $\frac{dr}{r^2}$

$$\frac{\rho I^2 \cdot dr}{4\pi^2 \lambda r^2} = d\theta + A \frac{dr}{r^2}$$

Druhou integrací a úpravou dostáváme základní rovnici průběhu oteplení v proudokoulové proudové úžině

$$\theta = -\frac{\rho I^2}{8\pi^2 \lambda r^2} + \frac{A}{r} - B$$

(2. 48)

Integrační konstanty A a B vyřešíme dosazením okrajových podmínek: $r = r_1, \theta = \theta_1, r = r_2, \theta = \theta_2$

$$\theta_1 = -\frac{\rho I^2}{8\pi^2 \lambda r_1^2} + \frac{A}{r_1} - B$$

$$\theta_2 = -\frac{\rho I^2}{8\pi^2 \lambda r_2^2} + \frac{A}{r_2} - B$$

První rovnici odečteme od druhé

$$\theta_1 - \theta_2 = \frac{\rho I^2}{8\pi^2 \lambda} \cdot \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_2^2} \right) + A \cdot \frac{r_1 - r_2}{r_1 r_2}$$

Odtud

$$A = \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} \cdot (\theta_1 - \theta_2) + \frac{\rho I^2}{8\pi^2 \lambda} \cdot \frac{r_1 + r_2}{r_1 r_2}$$

Dosazením do některé z rovnic pro okrajové podmínky obdržíme druhou integrační konstantu:

$$B = \frac{\theta_1 r_1 - \theta_2 r_2}{r_2 - r_1} + \frac{\rho I^2}{8\pi^2 \lambda} \cdot \frac{1}{r_1 r_2}$$

Rozepsáním obou integračních konstant ve výchozí rovnici (2. 48) obdržíme bychom vzorec pro průběh oteplení podél paprsku úžiny. Z hlediska sestavení náhradního tepelného schématu kontaktního styku má však význam vztah pro velikost tepelného toku. Ten obdržíme dosazením základní rovnice pro oteplení (2. 48)(2. 48) do výrazu (2. 47)

$$\begin{aligned} Q_r &= -2\pi\lambda r^2 \frac{d\theta}{dr} = -2\pi\lambda r^2 \frac{d}{dr} \left(-\frac{\rho I^2}{8\pi^2 \lambda} + \frac{A}{r} - B \right) = 2\pi\lambda A - \frac{\rho I^2}{2\pi r} = \\ &= \frac{2\pi\lambda r_1 r_2}{r_2 - r_1} (\theta_1 - \theta_2) - \frac{\rho I^2}{2\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{r_1 + r_2}{2r_1 r_2} \right) \end{aligned}$$

Tepelný tok Q_1 vnitřní půlkulovou plochou o poloměru r_1 jest

$$Q_1 = \frac{2\pi\lambda r_1 r_2}{r_2 - r_1} (\theta_1 - \theta_2) - \frac{\rho I^2}{4\pi} \cdot \frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2} \quad (2. 49)$$

Jsou-li celkové ztráty v půlkulové úžině Q_{u1} dány vztahem

$$Q_{u1} = \int_{r_1}^{r_2} q \cdot dV = \frac{\rho I^2}{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{\rho I^2}{2\pi} \cdot \frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2}$$

můžeme vzorec (2. 49) pro tepelný tok Q_1 přepsat do tvaru

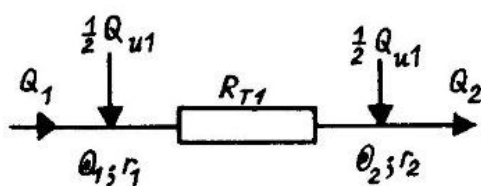
$$Q_1 = \frac{\theta_1 - \theta_2}{R_{T1}} - \frac{Q_{u1}}{2} \quad (2. 50)$$

kde

$$R_{T1} = \frac{r_2 - r_1}{2\pi\lambda r_1 r_2} \quad (2. 51)$$

Podobně obdržíme pro tok Q_2 vnější plochou o poloměru r_2 [1]

$$Q_2 = \frac{2\pi\lambda r_1 r_2}{r_2 - r_1} (\theta_1 - \theta_2) + \frac{\rho I^2}{4\pi} \cdot \frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2} = \frac{\theta_1 - \theta_2}{R_{T1}} + \frac{Q_{u1}}{2} \quad (2. 52)$$



Obrázek 2.12 Náhradní tepelné schéma pro půlkruhové plochy

Takto definované toky vyhovují uzlové rovnici $\sum Q = 0$ ve schématu dle obrazu 2.11, který je tedy náhradním tepelným schématem pro těleso omezené dvěma soustřednými polokulovými plochami. Současně je výchozím podkladem pro sestavení náhradního tepelného schématu kontaktního styku.

Kontaktní styk tvoří dvě úžiny. Použijeme-li kulové idealizace úžiny a zavedeme-li místo veličin jedné polokoule hodnoty pro obě části úžiny, tj.

$$Q_u = 2 \cdot Q_{u1} = \frac{\rho I^2}{\pi} \cdot \frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2}$$

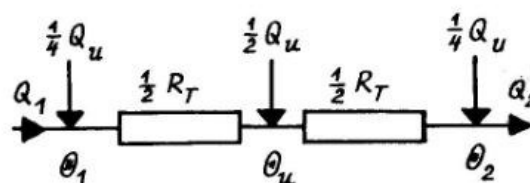
$$R_T = 2 \cdot R_{T1} = \frac{r_2 - r_1}{\pi \lambda r_1 r_2}$$

pak náhradní schéma přejde do tvaru zakresleného v obraze 2.13. Toto schéma zůstává v platnosti, i když místo odporu R_T zavedeme vzorec

$$R_{TS} = \frac{ck}{\rho \lambda F^n}$$

vycházející z výrazu pro elektrický odpor styku a celkové ztráty ve styku Q_S budeme počítat ze

vztahu[1]

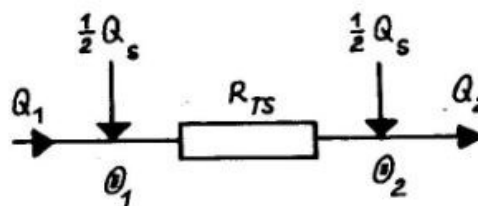


Obrázek 2.13 Náhradní schéma pro dvě úžiny

$$Q_S = R_S I^2 = k I^2 F^{-n}$$

(2. 53)

Protože oteplení θ_u uprostřed úžiny nemá praktického významu a oteplení kontaktních dílců v místě styku dostatečně charakterizují hodnoty na mezních hladinách úžiny, v praxi užíváme zjednodušeného schématu dle obrazu 2.14, které šetří jeden uzel sítě a celkový charakter tepelné sítě nemění. Toto schéma odpovídá skutečnosti, že z povrchu úžiny (nepatrných rozměrů) se do okolního (izolačního) prostředí téměř žádné teplo nepředává. Pokud přesto z povrchu jedné (teplejší) půlúžiny vystupuje určité teplo, prochází jeho převážná část izolační (vzduchovou, olejovou) mezerou mezi oběma kontaktními díly a vstupuje do povrchu druhé (chladnější) půlúžiny. Tím se zdokonaluje přenos tepla ve styku a zmenšuje velikost tepelného odporu R_{TS} , což je ve vzorci zachyceno koeficientem c . [1]



Obrázek 2.14 Zjednodušené schéma kontaktu

2.1.7 Sestavování jednořadové tepelné sítě

Metodou jednořadové tepelné sítě počítáme oteplení v ustáleném stavu přístrojů s jednou průběžnou proudovodnou dráhou. Jsou to především všechny jednopólové spínací přístroje (např. vypínače vvn) nebo takové přístroje vícepólové, jejichž jednotlivé póly obklopuje tlustší vrstva vzduchu (případně jiného tepelně izolačního prostředí), že nedochází k vzájemnému sdílení tepla mezi nimi (převážná část vypínačů vn). Za určitých předpokladů lze tuto metodu aplikovat i na vícepólové přístroje v kompaktní sestavě, jak se s ní setkáváme ku příkladu u moderních jističů a stykačů nízkého napětí. Proudovodnou dráhu přitom členíme na dílčí úseky, jež do sítě zavádíme příslušnými náhradními schématy. Jednotlivá schémata pak spojujeme v síť, kterou řešíme způsobem analogickým řešení elektrické sítě. Výsledkem jsou oteplení uzlů sítě, tj. míst spojení dílčích schémat, jež představují koncová místa jednotlivých úseků proudovodné dráhy. [1]

Tepelnou síť elektrických přístrojů může tvořit osm základních druhů prvků, které jsou:

1) Tyče beze ztrát ($q = 0$) konstantního průřezu ($S = \text{konst.}$) buď holé, charakterizované měrnou vodivostí α_{0n} (vztaženou na povrch vodiče) podle vzorce (2. 11). Zavádíme je do tepelné sítě schématem podle obrazu 2.7.

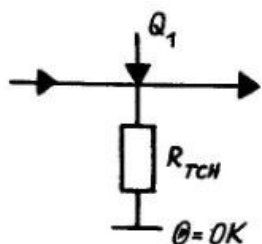
2) Tyče beze ztrát ($q = 0$) mírně proměnného průřezu ($S = f(x)$) opět holé (α_0) nebo izolované (α_{0n}), které členíme zpravidla na dva nebo více úseků konstantního (středního) průřezu a do tepelné sítě vkládáme odpovídajícím počtem π – článků podle obrazu 2.7.

3) Tyče beze ztrát ($q = 0$), z jejichž povrchu se veškeré vstupující teplo Q_1 předává do atmosféry. Jsou to chladicí tyče nebo žebra, zpravidla holá (α_0), zřídka izolovaná (α_{0n}). K tepelné síti se připojují příčným odporem R_{TCH} dle obrazu 2.9, jehož velikost pro tyč konstantního průřezu ($S = \text{konst.}$) počítáme buď podle vzorce (2. 37) nebo (2. 39)(2. 39).

4) Tyče se ztrátami ($q > 0$) konstantního průřezu ($S = \text{konst.}$) mohou být opět buď holé (α_0) nebo izolované (α_{0n}). Jejich náhradním schématem je π – článek dle obrazu 3-33.

5) Tyče se ztrátami ($q > 0$) mírně proměnného průřezu ($S = f(x)$), holé (α_0) nebo izolované (α_{0n}), členíme na úseky konstantního (středního) průřezu podobně jako tyče beze ztrát a v tepelné síti je představuje příslušný počet π – článků podle obrazu 2.10 za sebou.

6) Kovové těleso neurčitého tvaru, jehož všechny tři základní rozměry jsou stejné řádové velikosti, případně jeho rozměr ve směru tepelného proudu je menší než ostatní dva rozměry, nelze charakterizovat žádným ze schémat, odvozených v předešlých odstavcích. U takového tělesa zpravidla neuvažujeme jeho tepelný odpor ($R_{Ti} \approx 0$), který je vzhledem k velké měrné tepelné vodivosti kovů λ a rozměrům tělesa zanedbatelně malý. Těleso se ztrátami ($q > 0$), z jehož povrchu P se odvádí teplo do atmosféry buď přímo (α_0) nebo přes izolační vrstvy (α_{0n}), promítneme do tepelné



Obrázek 2.15 Náhradní schéma tělesa odvádějící teplo do okolí

sítě v příslušném uzlu podle obrazu 2.15 vtokem Q_1 a příčným odporem R_{TCH} . Soustředění jeho tepelných ztrát $Q_1 = RI^2$ do jednoho uzlu je provedeno analogicky postupu běžně užívanému při sestavování tepelných sítí elektrických strojů. Velikost příčného (chladicího) odporu R_{TCH} určuje jen odpor přestupu tepla z jeho povrchu do okolí

$$R_{TCH} \approx \frac{1}{\alpha_0 \cdot P} \text{ resp. } R_{TCH} \approx \frac{1}{\alpha_{0n} \cdot P} \quad (2. 54)$$

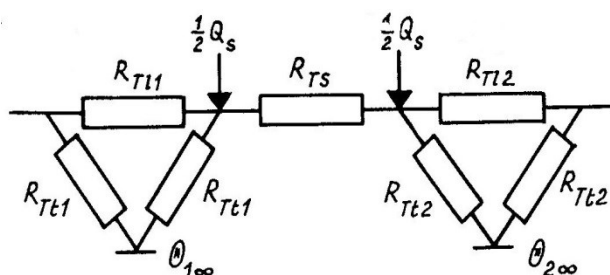
Při tom mohou nastat alternativy:

a) Těleso se ztrátami je zabudováno uvnitř konstrukce takovým způsobem vzhledem k sousedním dílcům proudovodné dráhy, že odvod tepla z jeho povrchu nepřichází v úvahu. Odpor R_{TCH} ve schématu dle obrazu 2.15 vymizí a v uzlu zůstává jen přímý vtok $Q_1 = RI^2$. Příkladem takového tělesa může být úsek držáku palců tulipánového vícepalcového kontaktu vypínače vn nebo vvn.

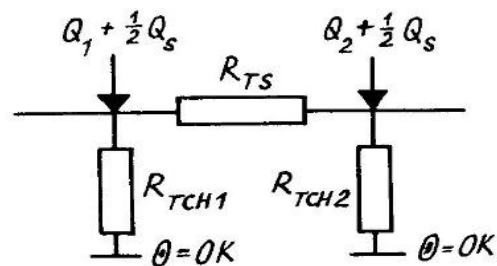
b) Těleso je bez vlastních ztrát ($q = Q = 0$), navazuje příčně na hlavní proudovodnou dráhu a veškeré vstupující teplo Q_1 předává svým povrchem do okolí. Je to obdoba chladicího členu podle bodu 3, jehož tepelný odpor R_{TCH} počítáme podle vzorce (2. 54). Ve schématu podle obrazu 2.15

vymizí vtok Q_1 a zůstane jen příčný odpor. Příkladem může být kovová hlavice uzávěru pólu máloolejového vypínače.

7) Kontaktní styk, jehož náhradní schéma uvádí obraz 2.14, je svým způsobem alternativou případu 6a. Kontaktní proudová úžina, v níž vzniká velké množství tepla, nemá prakticky žádný chladicí povrch. Na rozdíl od případu 6a je však její (podélný) tepelný odpor R_{TS} nezanedbatelný. Proudová úžina přitom navazuje z obou stran na vlastní kontaktní tělesa 1 a 2.

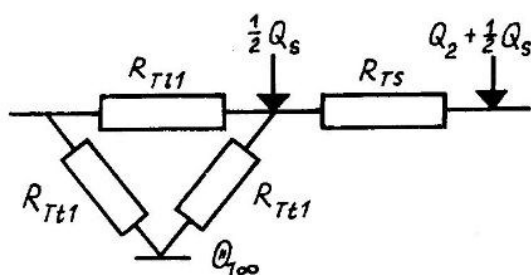


Obrázek 2.16 Náhradní schéma kontaktního styku



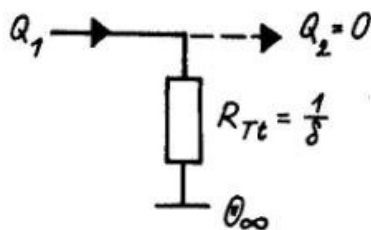
Obrázek 2.17 Upravené náhradní schéma kontaktního styku

Mají-li tělesa charakter tyče konstantního průřezu, má řetězec náhradních tepelných schémat uspořádání dle obrazu 2.16. Jsou-li kontakty nepravidelná tělesa s velkým průřezem S ve směru proudu, můžeme zanedbat jejich tepelný odpor R_{Tl} a R_{T2} (byl by to případ podle bodu 6 a obrazu 2.15) a tepelné schéma přejde do tvaru podle obrazu 2.17. Častější než tento krajní případ je kombinace π – článku z jedné strany styku a pouhého vtoku (dle bodu 6a) na druhé straně styku, jak je to naznačeno na druhé straně styku, znázorňující obraz 2.18. Příkladem může být společná opěra palců tulipánového kontaktu na jedné straně styku a kontaktní palce na druhé straně styku. Přitom zpravidla n paralelně elektricky i tepelně řazených palců vkládáme do tepelné sítě jedním π – článkem tyče konstantního průřezu velikosti $S = nS_1$, s chladícím obvodem $O = nO_1$ a se ztrátami $Q = nR_1 I_1^2 = R I^2$.



Obrázek 2.18 Kombinace π – článku a vtoku z jedné strany

8) Tepelná síť spínacích přístrojů končí oboustranně přívody. I když přívody nejsou součástí vlastního přístroje a připojují se k jeho svorkám, připojovacím praporcům či roubíkům až v provozu, musíme jejich tepelný vliv respektovat jak při výpočtu oteplení, tak při oteplovacích zkouškách. Dovolená oteplení přívodů jsou nižší než oteplení proudovodné dráhy přístroje a proto se významně podílí na jejím chlazení. Přívody uvažujeme vždy jako tepelně dlouhou tyč, tak že jejich náhradní schéma se redukuje na příčnou větev podle obrazu 2.19. Oteplení vnějšího konce příčného odporu θ_∞ se počítá podle vzorce (2. 46)(2. 46).



Obrázek 2.19 Náhradní schéma přívodů

Protože v tomto případě se jedná o tyč, jejíž všechny vlastní ztráty se předávají povrchem do atmosféry, udává oteplení θ_{∞} v tomto jediném bodě síť reálnou hodnotu oteplení a to oteplení přívodu v dostatečné vzdálenosti od připojovací svorky či praporce přístroje. Pokud nelze vyloučit možnost, že na přívodní vedení k přístroji budou v krátkém odstupu od jeho svorek připojeny jiné přístroje, je vhodnější dosazovat za oteplení θ_{∞} ve schématu dle obrazu 2.19 hodnotu maximálního normou stanoveného dovoleného oteplení přívodů. [1]

Oteplení proudovodných drah vícepólového přístroje v kompaktním provedení lze přesněji řešit jen pomocí tepelné sítě mřížového charakteru, v níž jsou uzly hlavních tepelných drah vnitřních pólů propojeny odpovídajícími tepelnými odpory s drahami sousedními. Pro možnost aplikace metody jednořadé tepelné sítě i na takové přístroje je nutno zavést určité poměry zjednodušující předpoklady. Zjednodušením poměrů vnášíme ovšem do výpočtu určitou chybu. Aby tato chyba nebyla za závalu kvality výpočtu, musí být idealizace poměrů provedena tak, aby chyba byla co nejmenší, v každém případě ale kladná. Pak dává výpočet vyšší hodnoty oteplení, než budou ve skutečnosti a provozní schopnost navržené konstrukce nebude ohrožena. Poměry zjednodušující předpoklady a dispozice pro výpočtový postup jsou pak následující:

- a) Výpočet provádíme jen pro jeden (vnitřní) pól, jehož chladicí podmínky jsou nejhorší.
- b) Oteplení těchto úseků proudovodné dráhy sousedních fází je stejné. Mezi póly nevznikají tepelné toky, plochy dělicí jednotlivé póly nepovažujeme za chladicí plochy.
- c) Každému úseku proudovodné dráhy přidělíme samostatný úsek chladicího povrchu a samostatný prostor pro tepelný tok mezi proudovodičem a jemu přiděleným dílem chladicího povrchu.
- d) Tepelné toky vystupující z rozdílných úseků proudovodné dráhy se navzájem nekříží. [1]

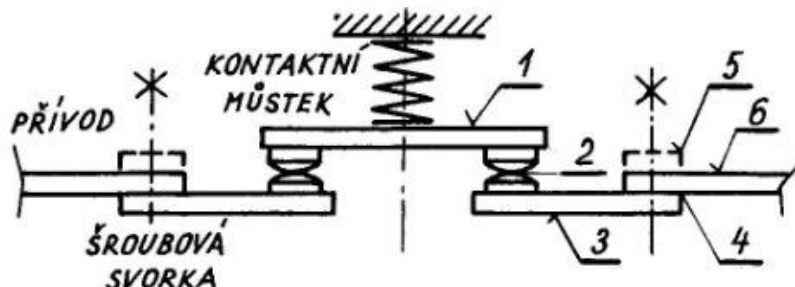
Vnitřní pól přístroje v kompaktním provedení je chlazen nejvýše plochou, danou obvodem jeho bokorysného průmětu a šířkou pólu. Krajní pól volně instalovaného přístroje může být oproti vnitřnímu pólu chlazen navíc celou boční stěnou. Oteplení vnitřního pólu, které je pak vyšší než u krajního, nesmí také přesahovat obecně platné dovolené hodnoty oteplení. Proto je pro oteplení celého přístroje nakonec směrodatné oteplení tohoto vnitřního, nejhůře chlazeného pólu. [1]

Pokud je přístroj instalován volně a krajní póly mají nižší oteplení než pól vnitřní, je vnitřní pól chlazen navíc přestupem tepla boční stěnou do krajního pólu a předpoklad bodu b) není splněn. V takovém případě je vypočtené oteplení vyšší než skutečné. Zjednodušením poměrů vede ke kladné chybě a tím mírně předimenzovanému (provozně bezpečnějšímu) provedení přístroje. Jedná-li se však o takový typ přístroje, jehož více kusů bývá instalováno v rozvaděčové skříni těsně vedle sebe, zaniká výhoda dokonalejšího chlazení krajního pólu. Předpoklad bodu b) se stává skutečností, oteplení všech pólů je stejné a výpočtový postup nic nenadhodnocuje. [1]

Uvažujeme-li celou konstrukci přístroje jako tepelné pole s různě rozloženými zdroji, složené s dílců o různé vodivosti, pak proudnice pole vycházejí ze zdrojů se nejvýše na rozhraní úseků s různou tepelnou vodivostí lomí, mění se jejich směr i hustota, ale nikdy se nekříží. Popis takového složitějšího tepelného pole neznáme, neboť je mimo praktickou možnost konstruktéra či výpočtáře jej zjišťovat. Separace povrchů a toků, provedená odhadem ve smyslu bodu c), nemusí proto odpovídat skutečnosti a mohou vzniknout místní rozdíly ve vypočtené velikosti oteplení oproti skutečnému stavu. Velikost těchto rozdílů je však značně ztlumena vyrovnávacím axiálním tepelným tokem v globální síti. Je ovšem nutno poznamenat, že předpoklady podle bodu c) a d) platí všeobecně. Postupujeme podle nich i v případě výpočtu oteplení samostatně chlazených pólů. [1]

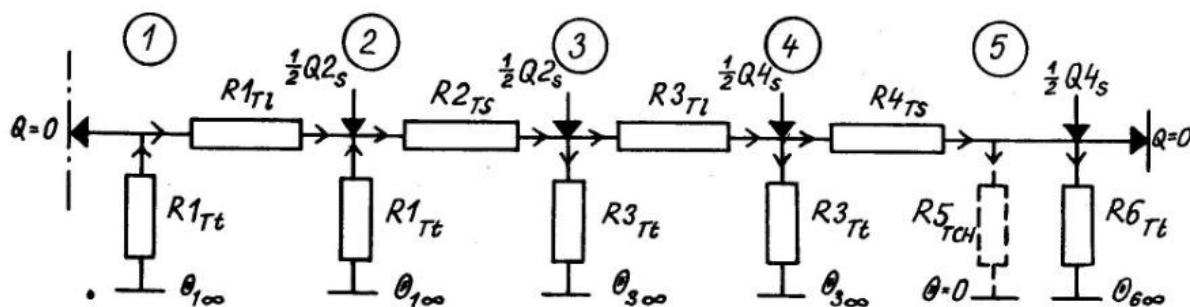
Způsob sestavování tepelné sítě je naznačen na příkladu proudovodné dráhy dle obrazu 2.20. Jedná se o proudovodnou dráhu spínače s můstkovým kontaktním systémem, s jakou se setkáme kupříkladu u ovládacích tlačítek či suvných stykačů. Tato proudovodná dráha je symetrická z hlediska

provedení i ochlazovacích podmínek podle roviny proložené středem kontaktního můstku a kolmé ke směru dráhy. Protože oteplení míst symetricky položených vzhledem k této rovině je stejné, neteče můstkem v místě dělicí roviny žádný proud. V tomto místě je nutně oteplení proudovodné dráhy největší. Tepelný tok proudí z místa nejvyššího oteplení směrem k přívodům, jejichž dovolené oteplení je nižší než kteréhokoliv úseku proudovodné dráhy spínače.



Obrázek 2.20 Ukázka proudovodné dráhy stykače

Chceme-li tepelnou síť zachytit velikost oteplení středu můstku, musíme jeho těleso rozdělit na dva díly poloviční délky a každou polovinu zobrazit samostatným π – článkem. Vzhledem k symetrii proudovodné dráhy a z ní plynoucích důsledků stačí pro výpočet oteplení uvažovat jen jednu polovinu sítě, jak je zakreslena na obraze 2.21. Proudovodnou dráhu – jednu její polovinu – tvoří úseky: polovina kontaktního můstku 1, pracovní styk 2, část proudovodné dráhy v přístroji 3, styk šroubové připojovací svorky 4, případný zvětšený povrch svorky 5, přívodní vodič 6. Průřez vodičů je konstantní, takže úseky 1 a 3 reprezentují π – články se ztrátami. Pracovní styk 2 a šroubový spoj 4 vnášíme do podélné dráhy sítě tepelným odporem styku spolu s oboustranným vtokem polovin stykových ztrát. Přívod 6 zaznamenává příčný odpor – torzo π – článku se ztrátami pro tepelně dlouhou tyč. Pokud má svorka 4 zvětšený (chladicí) povrch, vkládáme jeho vliv do schématu příčným odporem R_{5TCH} . Spojením dílčích náhradních schémat dostáváme tepelnou síť jedné poloviny (tepelně symetrické) proudovodné dráhy dle obrazu 2.20 s 5 uzly.[1]

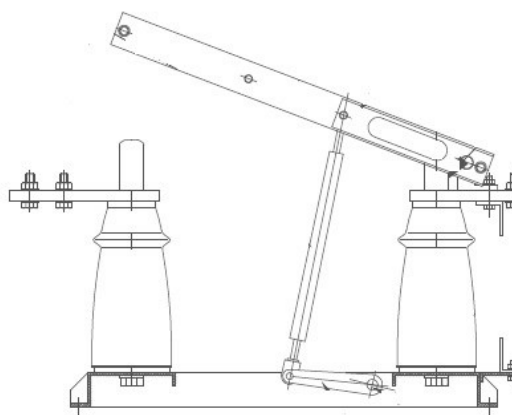


Obrázek 2.21 Tepelná síť stykače

3 Ověření možnosti řešení daným systémem na vzorovém příkladu odpojovače VN

3.1 Odpojovač obecně

Odpojovač je zařízení, které slouží k viditelnému odpojení části vedení, sítí, strojů nebo zařízení. Rozpojuje obvod bez zatížení, tedy až po vybavení vypínače, převážně pro účely revize, opravy nebo změny zařízení. Slouží především pro bezpečnost osob pracujících na zařízení. Odpojovač má dvě pracovní polohy, zapnuto a vypnuto, které musí být spolehlivě signalizovány. V poloze zapnuto musí odpojovač spolehlivě zajistit přenos jmenovitých i zkratových proudů. Naopak v poloze vypnuto nesmí dojít k přenosu žádných proudů ani k přeskoku přepětí a to i atmosférických. Toto je zajištěno zvýšenou izolační pevností. Odpojovače jsou nedílnou součástí, zejména v obvodech vn, vnn a zvn.



Obrázek 3.1 Ukázka odpojovače VN

3.2 Oteplení proudovodné dráhy

U každého elektrického přístroje se proudovodná dráha skládá s několika částí. Pro náš odpojovač na jmenovité napětí 17,5 kV a jmenovitý proud 4000A jsou části proudovodné dráhy: horní a dolní praporec, roubík, odpojovací nůž s chladicími příločkami, šroubové spoje a horní a dolní přívod. Jednotlivá tepelná schémata části budou rozebrány dále. Předpokládané oteplení proudovodné dráhy je 45 K.

3.2.1 Horní a dolní přívod

Podle rozměrů praporce byl v první řadě určen odpor plného pásu, který se zvětšil o zúžená místa. Dále byl určen činitel skinu a měrná chladivost povrchu praporce. Neboť svislé plochy praporce jsou součástí vertikální proudovodné dráhy bylo uvažováno s chladivostí u horního pásu o 10% vyšší a u dolního pásu naopak o 10% nižší, než je výpočtová střední velikost. Pro účinný chladicí povrch musíme uvažovat velikost o 10% vyšší, protože je zvětšen o povrch matic připojovacích šroubů a přeskokový hrot. Nakonec je určena velikost chladicího obvodu, přiřazená příslušnému průřezu a činné délce.

Ukázka výpočtu veličin náhradního π – článku:

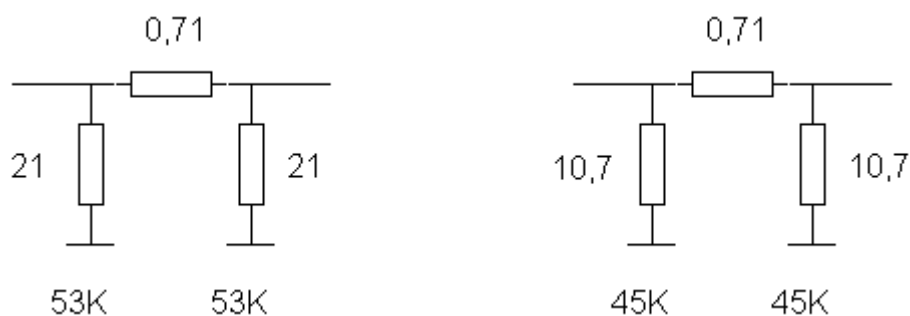
$$\beta l = l \cdot \sqrt{\frac{\alpha_{oh} \cdot O_p}{\lambda_{cu} \cdot S_p}} = 0,135 \cdot \sqrt{\frac{5,57 \cdot 0,128}{385 \cdot 5 \cdot 10^{-4}}} = 0,260$$

$$\delta = \sqrt{\alpha_{oh} \cdot O_p \cdot \lambda_{cu} \cdot S_p} = \sqrt{5,57 \cdot 0,128 \cdot 385 \cdot 5 \cdot 10^{-4}} = 0,370$$

$$R_{Tl} = \frac{\sinh \beta l}{\delta} = \frac{\sinh 0,260}{0,370} = 0,71 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$$

$$R_{Tt} = \frac{1}{\delta \cdot \tanh \frac{\beta l}{2}} = \frac{1}{0,370 \cdot \tanh \frac{0,260}{2}} = 20,9 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$$

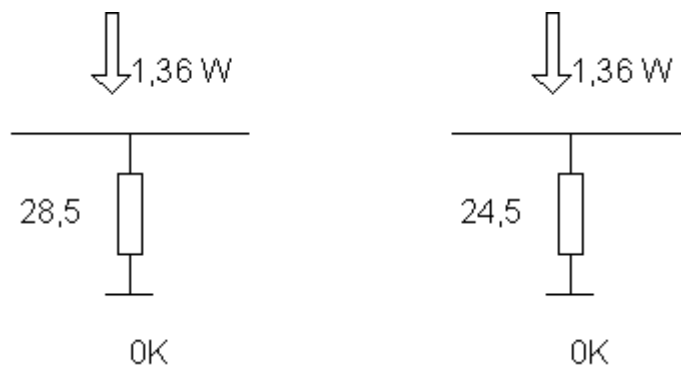
$$\theta_{\infty} = \frac{R_{ph} \cdot I^2}{\alpha_{oh} \cdot P_p} = \frac{8,41 \cdot 10^{-6} \cdot 1000^2}{5,57 \cdot 0,017} = 52,9 \text{ K}$$



Obrázek 3.2 Náhradní π – článek pro horní a dolní praporec

3.2.2 Pevný kontakt

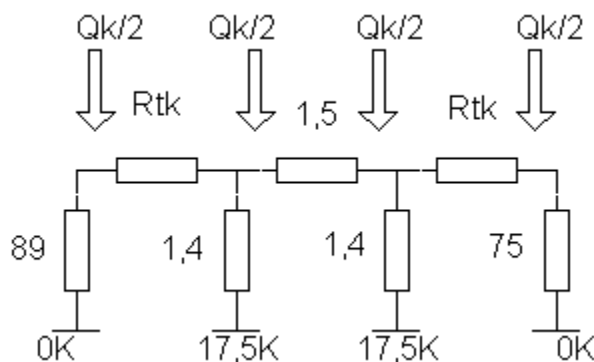
Pevný kontakt je tvořen dutým válcovým roubíkem, připevněným k praporci šroubem M12. Pokud by jím protékal proud, uplatnil by se povrchový jev. Vzhledem ke skinu a odporu stykových míst může jím téct proud řádově jednotek ampérů. Vzhledem k neurčitosti průtokového průřezu jej nelze považovat za tyč konstantního průřezu a do schématu jej řadíme jako příčný (chladicí) odpor s vtokem Q_r . V našem případě 1,36 W. Měrná chladivost prouděním je stejná, jak u dolního praporce. A měrná chladivost sáláním je nižší z důvodu galvanického postříbření roubíku.



Obrázek 3.3 Příčný odpor roubíku

3.2.3 Odpojovací nůž

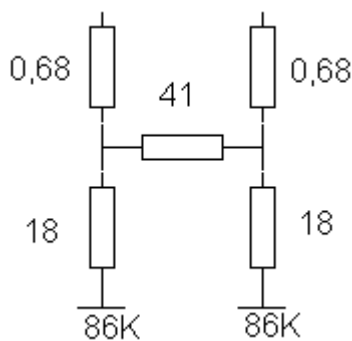
Povrch měděných nožů je barevně natřen, kvůli lepšímu chlazení sáláním. Výjimkou jsou pouze stykové plochy, které jsou natřeny slabou tukovou vrstvou proti korozi. Při uvažování činitele vzájemného stínění vnitřních ploch nožů a bočních a vnějších ploch určíme celkovou chladivost nože. Dále odpor příslušné délky nože a velikost chladicího obvodu, od kterého musíme odečíst ocelové příložky. Tyto veličiny opět použijeme pro výpočet náhradního π – članku podle ukázky v odstavci 3.2.1. Do schématu jsou zařazeny také chladicí odpory R_{TCH} , které se řadí k hlavní proudovodné dráze až za činnými kontakty, dle obrazu 3.4.



Obrázek 3.4 π – článek odpojovacího nože s příčnými chladicími odpory

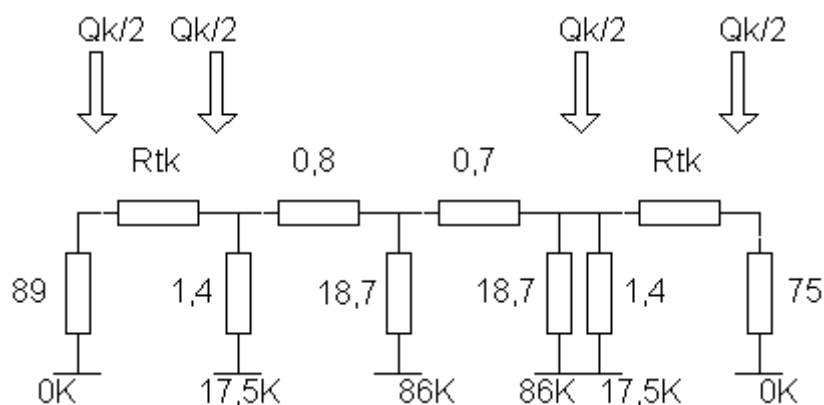
Zdrojem dalších ztrát v úseku odpojovacích nožů jsou vířivé proudy vznikající v ocelové příložce. Musíme tedy určit intenzitu magnetického pole, které je přibližná délce siločáry v příložce. Pro snížení ztrát na minimum je v příložce vyfrézován podélný výřez. Po určení ztrát, povrchu a měrné chladivosti příložky určíme veličiny náhradního π – članku.

Teplo vznikající v příložce z části přestupuje do měděného nože a z části se předává do okolí přes vzduchovou mezeru. Určíme odpor pro dvě příložky paralelně a rozdělíme jej na dvě paralelní větve pro dva uzly π – članku, jak znázorňuje obrázek 3.5.



Obrázek 3.5 π – článek ocelové příložky

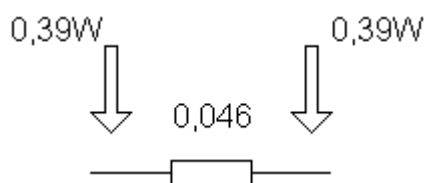
Spojením schémat 3.4 a 3.5 dostaneme celkové náhradní schéma pro odpojovací nůž, které je znázorněno na obraze 3.6. Příčný odpor 1,5 K/W jsme museli rozdělit v poměru délky příložky a délky nekryté části nože. Poté byla provedena transformace na jednořadou tepelnou síť. Schéma je nesymetrické z důvodu, že ocelová příložka se nachází jen ve spodní části nože.



Obrázek 3.6 Celkové náhradní schéma odpojovacího nože

3.2.4 Šroubový spoj pevného kontaktu s praporcem

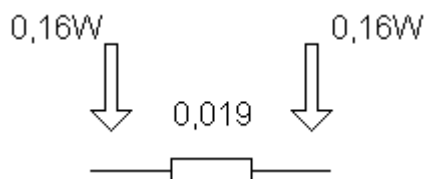
Šroub M12 vyvolává přitlačnou sílu, kterou zjistíme podle průměru jeho jádra a dovoleným namáháním materiálu. Síla se při provozu zmenší. Jedná se o styk měď – měď. Odpor šroubového spoje určíme jako plošný styk. Tepelný odpor tohoto styku odečteme s tabulky a bude 0,046 K/W a ztráty ve styku 0,39 W. Náhradní schéma na obraze 3.7.



Obrázek 3.7 Náhradní schéma šroubového spoje pevný kontakt - praporec

3.2.5 Šroubový spoj praporec - přívod

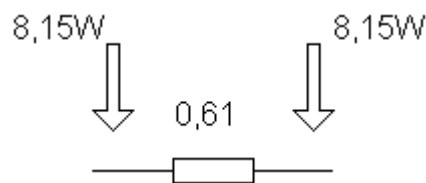
Šroubový spoj je prakticky identický s předchozím spojem pevného kontaktu s praporcem, akorát přitlačnou sílu vyvolává šroub M16. Řešení je identické.



Obrázek 3.8 Náhradní schéma šroubového spoje praporec - přívod

3.2.6 Pružinový styk

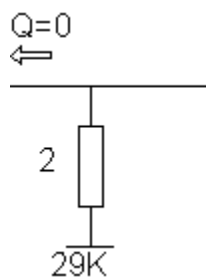
Na obou koncích spínacích nožů jsou paralelně řazená dotyková místa. Každé má kontaktní talk a odpor, který je přímkového charakteru. Tepelný odpor odvodíme z elektrického. Výsledná odpor dvou míst paralelně je 0,61 K/W a ztráty v jednom styku činí 8,18 W.



Obrázek 3.9 Náhradní schéma pružinového činného styku

3.2.7 Horní přípojnice

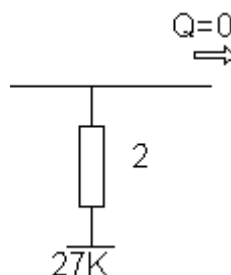
Mezi vhodné normalizované průměry patří například přívodní pás s hliníku. Jedná se prakticky o tepelně dlouhou tyč. Veličiny jsou redukovány na příčný odpor.



Obrázek 3.10 Náhradní schéma horní přípojnice

3.2.8 Dolní přípojnice

Dolní přípojnice se od horní liší pouze v tom, že uvažujeme její lepší chlazení prouděním a to asi o 10%.



Obrázek 3.11 Náhradní schéma horní přípojnice

3.2.9 Celkové náhradní schéma a jeho řešení

Celkové náhradní schéma je sestaveno s dílčích schémat jednotlivých částí proudovodné dráhy odpojovače a je zobrazeno na obraze 3.11. Řešení musíme začít s jednoho konce, například spodního, kterému přidělíme číslo 1. Zvolíme oteplení $\theta_{a1} = 40 \text{ K}$ a vypočteme tepelný tok Q_{a1t} , který teče příčným odporem.

$$Q_{a1t} = \frac{40 - 27}{2} = 6,5 \text{ W}$$

Z uzlové podmínky $\sum Q = 0$ zjistíme, že podélným odporem $0,019 \text{ K/W}$ teče proud:

$$Q_{a21} = 6,5 - 0,16 = 6,34 \text{ W}$$

Teplotní spád na odporu je:

$$\Delta\theta = 0,019 \cdot 6,34 = 0,121 \text{ K}$$

takže oteplení uzlu je:

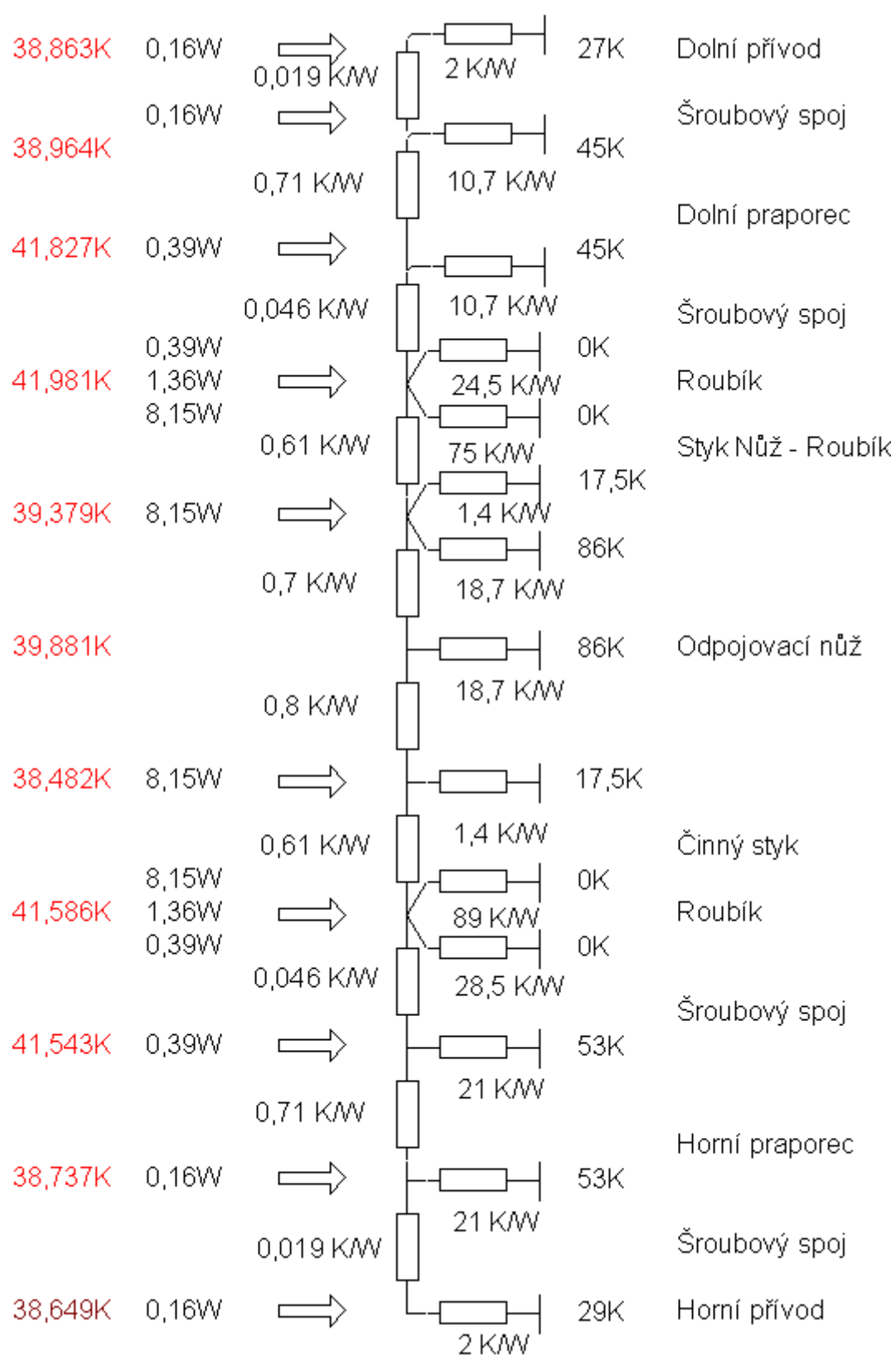
$$Q_{a2} = 40 + 0,121 = 40,121 \text{ K}$$

Při tomto oteplení přitéká příčným odporem 10,7 K/W do uzlu 2 tok:

$$Q_{a2t} = \frac{45 - 40,121}{10,7} = 0,456 \text{ W}$$

Z uzlové podmínky vypočteme dále tok podélným odporem 0,71 K/W. Z něj teplotní spád na tomto odporu a oteplení uzlu 3. Tímto způsobem pokračujeme dále. Hodnoty počítáme na tisíciny a zaznamenáváme do schématu. Pokud je vstupní oteplení uzlu 1 zvoleno správně, nevytéká na opačném konci sítě z uzlu 11 žádný tepelný tok. Pokud tomu není tak, musíme zvolit jiný počáteční tok a přepočítat celé schéma ještě jednou.

Pokud i podruhé není výsledný tok nulový, musíme interpolací z těchto dvou nesprávných výsledků určit správnou hodnotu, pro kterou již bude výsledný tok odpovídat nule. V posledním kroku provedeme porovnání předpokládaných velikostí s vypočtenými hodnotami. Pokud se některý z úseků proudovodné dráhy liší o více než 5%, musíme příslušný úsek přepočítat. Tímto se změní i celkové schéma přístroje, proto je výpočet oteplení značně časově náročný.



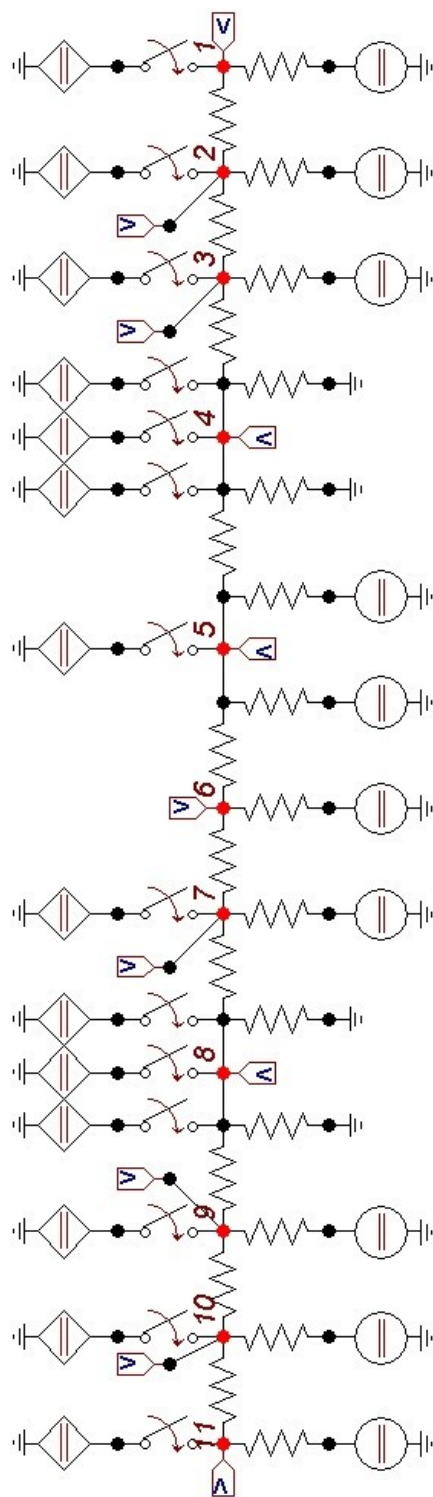
Obrázek 3.12 Celkové tepelné schéma odpojovače

3.3 Řešení pomocí EMTP – ATP

Druhou variantou řešení celkového tepelného schématu bylo řešení pomocí systému ATP (Alternative Transients Program). Při tomto řešení jsme využili podobnosti tepelného a elektrotechnického schématu. Schéma bylo překresleno do systému, jak ukazuje obrázek 3.13. Tepelné odpory byly nahrazeny elektrickými. Tepelné potenciály byly reprezentovány jako napětíové zdroje a zdroje tepelného toku byly nahrazeny proudovými zdroji.

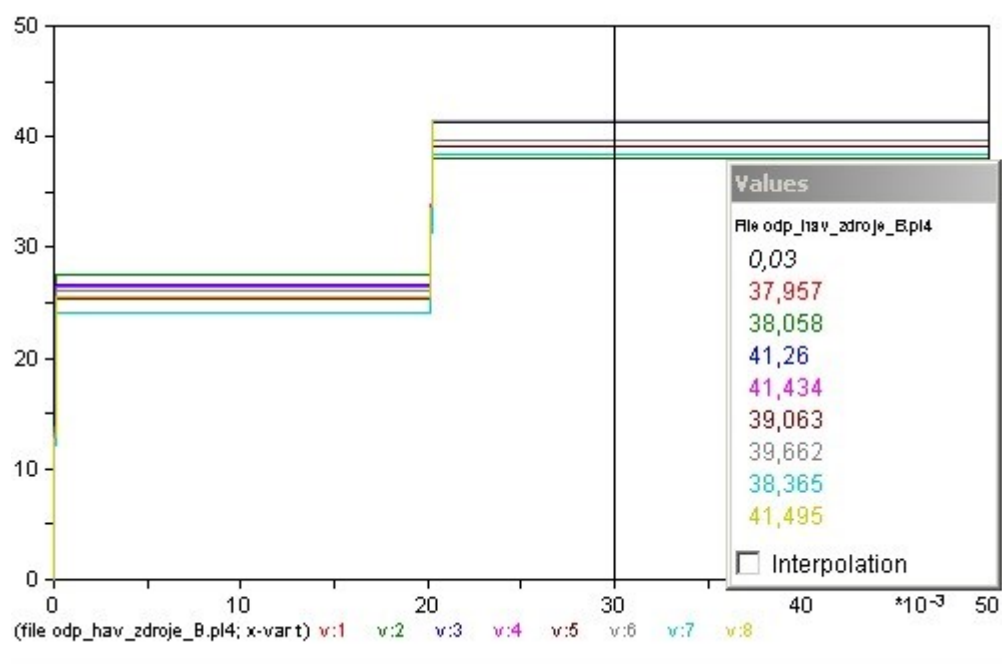
Jelikož byl řešen pouze ustálený stav, byly využity pouze lineární odpory. Pro přechodný děj by musela být respektována nelinearita a musely by být zařazeny nelineární kondenzátory, popřípadě i cívky. Nelineární odpory jsou problémem, protože v našem řešení by nejvíce vyhovovaly napětíově závislé, kdežto systém nabízí pouze proudově a časově závislé odpory.

Po sestavení schématu a spuštění programu byly řešeny jednotlivá uzlová napětí v daných bodech, která úměrně odpovídají oteplení přístroje.

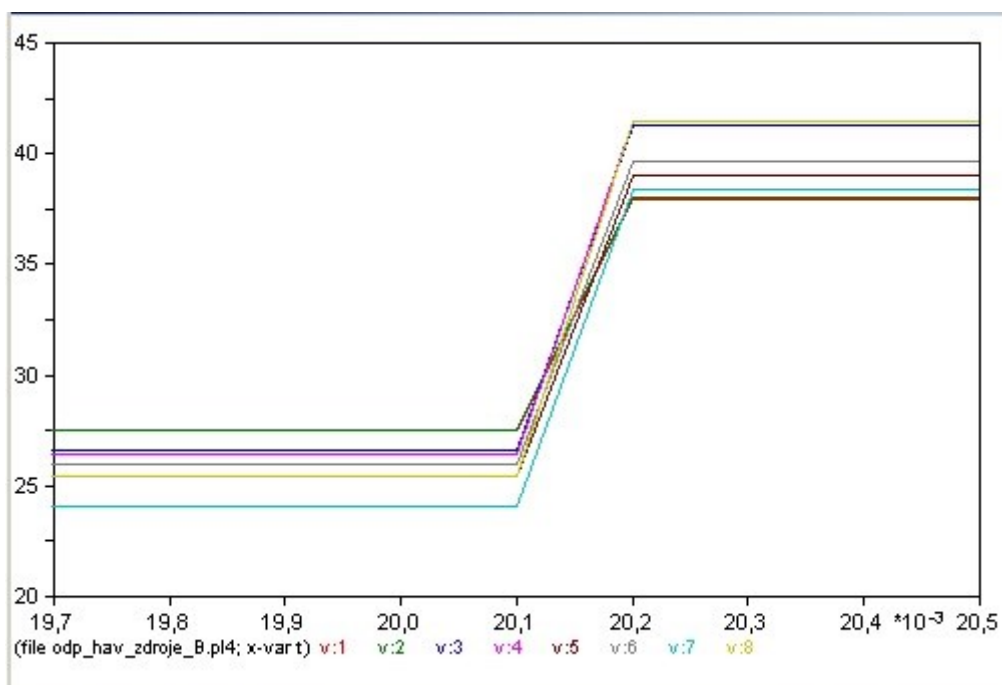


Obrázek 3.13 Tepelné schéma v systému ATP

3.3.1 Grafické výstupy



Obrázek 3.14 Průběh oteplení pro prvních 8 hodnot



Obrázek 3.15 Lineární nárůst na ustálené oteplení pro prvních 8 hodnot

4 Dosažené výsledky a vhodnost použití pro praktický návrh

4.1 Porovnání výsledků

V předešlé kapitole na obrázku 3.14 lze pozorovat nárůst oteplení na ustálenou hodnotu. Graf znázorňuje prvních 8 hodnot, neboť všech 11 nelze vykreslit. Políčko values ukazuje číselné hodnoty napěťových potenciálů v jednotlivých uzlech, což odpovídá hodnotám oteplení. Tyto hodnoty jsou zaznamenány v následující tabulce.

Tabulka 4.1 Hodnoty oteplení v jednotlivých uzlech

Uzel	Θ [K] Spočtená analyticky	U[V] Hodnota napětí v ATP
1	38,863	37,957
2	38,964	38,058
3	41,827	41,260
4	41,981	41,434
5	39,379	39,063
6	39,881	39,662
7	38,482	38,365
8	41,586	41,495
9	41,453	41,364
10	38,737	38,673
11	38,649	38,585

Z tabulky 4.1 lze vidět, že hodnoty napětí, které spočetl program ATP, jsou nepatrně menší, než hodnoty spočtené analyticky. Liší se řádově v setinách stupňů, což pro nás není podstatné, neboť nás zajímají rozdíly v řádech kelvinů, maximálně desetin kelvinů. Program ATP je numerická metoda, která je přesnější, než analytická, protože při ní se člověk může dopustit chyby, jak už výpočetní tak i chybou zaokrouhlováním.

4.2 Možnost použití pro praktický návrh

Použití tohoto řešení v praxi může být užitečné pro prvotní návrh dané proudovodné dráhy jakéhokoliv přístroje, nemusí se jednat pouze o odpojovač. Po výpočtu náhradních odporů π – článků, jednotlivých úseků proudovodné dráhy, kterému se bohužel nevyhneme, zaznameneáme hodnoty do daného systému a pomocí uzlových napětí zjistíme přibližné hodnoty oteplení v jednotlivých uzlech. Odpadne nám tak další zdoluhavé analytické řešení pro určení jednotlivých oteplení. Celkově tepelný výpočet přístrojů je velmi pracný a zdoluhavý krok, ve kterém všichni uvítají zjednodušení.

Závěr

Cílem této diplomové práce bylo ověřit použití systému EMTP – ATP pro výpočet oteplení pomocí nelineárních prvků a aplikovat jej na návrh klasického odpojovače na VN.

Celková problematika oteplení přístrojů je velmi pracná a časově náročná. Záleží na mnoha faktorech a veličinách. Jednou z nich je součinitel přestupu tepla do okolí α_0 . Jeho zadávání do kteréhokoliv softwaru je velice těžké. Dále jsou to časové závislé proměnné, které způsobují nelinearitu v řešení. Proto zde bylo využito zjednodušení a veškeré veličiny byly linearizovány a zadávány do softwaru pomocí lineárních prvků, neboť byl řešen ustálený stav oteplení a tím byla ověřena možnost použití pro řešení tepelné sítě v tom systému. Zakomponování nelinearit bude námětem dalších diplomových prací, kdy se budou dát řešit přechodné děje nebo například přerušované chody přístrojů.

Samotné řešení tepelné sítě spočívalo v určení hodnot náhradních π – článků a odporů odpovídajících velikostí jednotlivých úseků proudovodné dráhy, již zmíněného odpojovače. Tento analytický, stejně jako celkové řešení oteplení, je velmi pracný a zdoluhavý. Bohužel se mu nelze vyhnout, ať už při klasickém řešení nebo při použití softwarů pro numerický výpočet, neboť spočívá v zadávání vstupních parametrů do systémů.

Zjednodušením, pomocí tohoto systému, je však již samotné řešení jednotlivých oteplení v uzlech dané tepelné sítě. Zde odpadá analytické řešení, kdy byla volena hodnota oteplení na začátku sítě a postupně jednotlivými kroky bylo určováno oteplení v uzlech. Pokud tepelný tok na konci sítě nevyšel nulový, řešení bylo nesprávné a celý výpočet se musel opakovat s pozměněním vstupních parametrů. Takovouto interpolací bylo postupně dosahováno přibližných výsledků. Tato zdoluhavá metoda je nahrazena připojením napěťových zdrojů na tepelné potenciály a proudových zdrojů na zdroje tepelných toků. Po spuštění systému byla ihned vyhodnocena jednotlivá uzlová napětí, která odpovídala oteplení v daných uzlech. Při srovnání výsledků ze systému a klasické analytické metody se jednotlivé hodnoty liší v řádech setin až tisícín, což je pro nás nepodstatné, neboť oteplení se uvažuje na jednotky kelvinů, nebo maximálně desetiny kelvinů. Samozřejmě nejvyššího oteplení přístroj dosahoval v okolí kontaktů, které se vždy nejvíce zahřívají.

Systém dále umožňuje rozdělení proudovodné dráhy na větší počet úseků, čím by se dosáhlo více uzlů, ve kterých by se dalo zkoumat oteplení nebo jenom určité části, která by nás nejvíce zajímala.

Toto řešení pomocí systému EMTP – ATP je v dnešní době již překonáno, neboť na trhu jsou další a hlavně novější softwary, které dokáží zobrazovat a simulovat tepelné pole a oteplení, jako je numerický software ANSYS. Ale pro prvotní přiblížení a usnadnění výpočtu je zcela dostačující. Samozřejmě stále nejpresnější metodou je experimentální, kdy se sestaví prototyp a jeho přesné provozní parametry jsou zjištěny na certifikované zkušebně.

Použitá literatura

- [1] Havelka Otto: Stavba el.přístrojů I, Nakladatel-Rektorát VÚT, Brno 1984
- [2] Vávra Z. a kol.: Stavba el.přístrojů II, Nakladatel-Rektorát VÚT, Brno 1985
- [3] HAVELKA, Otto, Zdeněk VÁVRA a Dalibor SVOBODA. Podklady a příklady pro navrhování elektrických přístrojů I. Brno: Ediční středisko VUT Brno, 1985.
- [4] Artbauer Otto: Tepelný výpočet el.přístrojov, Vydala VŠ Technická Bratislava 1963
- [5] Cigánek L.: Elektrické přístroje, SNTL – Státní nakladatelství literatury, Praha 1956
- [6] Havelka O. a kol.: Elektrické přístroje, SNTL-Nakladatelství tech. literatury, Bratislava 1985
- [7] Mayer D.: Úvod do teorie elektrických obvodů, SNTL-Nakladatelství tech. literatury, Praha 1981
- [8] Hlávka J.: Přechodné jevy v elektrických obvodech, SNTL, Praha 1960
- [9] Hans Kr. Hoidalén: Graphical Preprocessor to ATP-EMTP. Dostupné z <http://www.ece.mtu.edu/atp/>
- [10] Meyer Scott W, Tsu-huei Liu: Alternative Transients Program Features. Dostupné z <http://www.emtp.org/about.html#simulation>
- [11] M Rencz, V. Szikely, A. Pdhi, A. Poppe: An alternative method for electro-thermal circuit simulation. Dostupné z <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=768603&tag=1>

Seznam obrázků

Obrázek 1.1 Exponenciála oteplení	3
Obrázek 2.1 Tyč konstantního průřezu.....	7
Obrázek 2.2 Válcové mezikruží	7
Obrázek 2.3 Komolý jehlan.....	8
Obrázek 2.4 Tepelná dráha složená z n desek	8
Obrázek 2.5 Tepelná deska s paralelními cestami.....	9
Obrázek 2.6 Příklad tepelné sítě.....	11
Obrázek 2.7 π – článek dílce beze ztrát	15
Obrázek 2.8 Náhradní schéma tepelně dlouhé tyče.....	16
Obrázek 2.9 Náhradní schéma chladicího dílce	17
Obrázek 2.10 π – článek dílce se ztrátami	19
Obrázek 2.11 Idealizované místo styku.....	20
Obrázek 2.12 Náhradní tepelné schéma pro půlkruhové plochy	22
Obrázek 2.13 Náhradní schéma pro dvě úžiny	23
Obrázek 2.14 Zjednodušené schéma kontaktu	23
Obrázek 2.15 Náhradní schéma tělesa odvádějící teplo do okolí	24
Obrázek 2.16 Náhradní schéma kontaktního styku	25
Obrázek 2.17 Upravené náhradní schéma kontaktního styku	25
Obrázek 2.18 Kombinace π – článku a vtoku z jedné strany.....	25
Obrázek 2.19 Náhradní schéma přívodů	25
Obrázek 2.20 Ukázka proudovodné dráhy stykače	27
Obrázek 2.21 Tepelná síť stykače	27
Obrázek 3.1 Ukázka odpojovače VN	28
Obrázek 3.2 Náhradní π – článek pro horní a dolní praporec.....	29
Obrázek 3.3 Příčný odpor roubíku	29
Obrázek 3.4 π – článek odpojovacího nože s příčnými chladíci odpory	30
Obrázek 3.5 π – článek ocelové příložky	30
Obrázek 3.6 Celkové náhradní schéma odpojovacího nože	31
Obrázek 3.7 Náhradní schéma šroubového spoje pevný kontakt - praporec.....	31
Obrázek 3.8 Náhradní schéma šroubového spoje praporec - přívod	31
Obrázek 3.9 Náhradní schéma pružinového činného styku.....	32
Obrázek 3.10 Náhradní schéma horní přípojnice	32
Obrázek 3.11 Náhradní schéma horní přípojnice	32
Obrázek 3.12 Celkové tepelné schéma odpojovače	34
Obrázek 3.13 Tepelné schéma v systému ATP	36
Obrázek 3.14 Průběh oteplení pro prvních 8 hodnot.....	37
Obrázek 3.15 Lineární nárůst na ustálené oteplení pro prvních 8 hodnot	37